PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. 1. Juli 1909. Redaktionsschluß für No. 14 am 3. Juli 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

R. W. Wood, Die selektive Reflexion monochromatischen Lichtes an Quecksilberdampf. S. 425.

R. W. Wood, Die Dämpfung von Quecksilberwellen. S. 429.

N. Stoyanoff, Bestimmung der axialen Feldstärke einer Drahtrolle durch Wägung und ihre Anwendung zur Ableitung von absoluten Werten der Verdetschen Konstante für einige Flüssigkeiten. S. 430.

W. Voigt, Ein Satz aus der Theorie magnetischer Feldwirkung. S. 438.

K. E. F. Schmidt, Über die Grenze der Leistungsfähigkeit der Thermoelemente. S. 438.

O. Kropp, Untersuchungen an Thermoelementen. S. 439.

D. Smirnow, Leitungsstrom und Schwankungen des elektrischen Feldes in der Nähe der Erdoberfläche. S. 445.

C. Negro, Beitrag zur Erforschung der Elektrizitätszerstreuung in der Atmosphäre. S. 449.

F. Fischer, Über die Bildung von Ozon durch ultraviolettes Licht. S. 453.

Besprechungen:

A. Geikie, Kurzes Lehrbuch der physikalischen Geographie. S. 454.

K. H. Wagner, Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln. S. 454.

G. Jaeger, Theoretische Physik. IV. S. 455.

Tagesereignisse. S. 455.

Briefkasten. S. 456.

Personalien. S. 456.

Gesuche. S. 456.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die selektive Reflexion monochromatischen Lichtes an Quecksilberdampf.

Von R. W. Wood.

Die vorliegende Arbeit bildet das erste Glied einer Reihe in Vorbereitung befindlicher Veröffentlichungen über die optischen Eigenschaften des Quecksilberdampfes. Die Untersuchungen haben Ergebnisse geliefert, die ebenso interessant sind, wie die, welche ich am Dampfe des metallischen Natriums erhalten habe, wenngleich sie einigermaßen anderer Art sind.

Der Quecksilberdampf hat eine starke und schmale Absorptionslinie im Ultraviolett bei der Wellenlänge 2536,7 Å.-E. Diese Linie ist ihrem Charakter nach einer der *D*-Linien des Natriums nicht unähnlich. Ich habe bereits im Astrophysical Journal unter dem Titel „Change in the appearance and apparent position of an absorption band caused by the presence of an inert gas" einige Beobachtungen über diese sehr merkwürdige asymmetrische Bande veröffentlicht. Es ist noch eine Reihe weiterer Absorptionslinien und -banden vorhanden, doch werden wir es in dieser Veröffentlichung hauptsächlich mit der vorstehend erwähnten zu tun haben. Bei 2539,3 Å.-E. liegt eine schwächere Linie, die mit der stärkeren verschmilzt, sobald der Dampf eine irgendwie beträchtliche Dichte erreicht.

Die Planncksche Theorie der Absorption beruht auf der Annahme, daß die Resonatoren die den ankommenden Wellen entnommene Energie seitlich wieder emittieren. Ich bin zwar der Meinung, daß die Rückemission nur in Ausnahmefällen erfolgt, doch findet sie sich in manchen Fällen. Wie ich in einer früheren Arbeit gezeigt habe, emittiert Natriumdampf, wenn er mit Natriumlicht beleuchtet wird, die absorbierten Wellenlängen unverändert. Die Emission ist indessen diffus, das heißt, sie ist nach allen Richtungen hin zerstreut. Eine derartige Strahlung habe ich Resonanzstrahlung genannt, zum Unterschiede von der Fluoreszenz, bei welcher eine Wellenlängenänderung auftritt.

Ich habe vor einigen Jahren vorausgesagt, daß, wenn die molekularen Resonatoren eng genug zusammengedrängt würden, die von ihnen emittierten sekundären Wellen, da sie hinsichtlich ihrer Phase in einer festen Beziehung zueinander stehen, sich zu einer einzigen Welle vereinigen würden; dann würde das zerstreute Licht verschwinden, und es würde eine regelmäßige Reflexion des absorbierten Lichtes an seine Stelle treten. Ich habe wiederholt versucht, die Erscheinung am Natriumdampf zu entdecken, aber mit negativem Erfolg; es war nämlich unmöglich, den Dampf auf großer Dichte mit einer scharf definierten Oberfläche zu erhalten, weil er auf die durchsichtigen Gefäßwandungen eine Korrosionswirkung ausübt.

Im Verlaufe einer langen Versuchsreihe, die ich über die Fluoreszenz, die Dispersion, die magnetische Drehung und andere Eigenschaften des Quecksilberdampfes ausgeführt habe, kam ich auf den Gedanken, daß diese Substanz für das Studium des Phänomens, falls solches existierte, recht geeignet sei. Es ist nämlich nicht schwer, den Dampf unter einem Drucke

von 20 bis 30 Atmosphären in Quarzglasgefäßen zu erhalten.

Um die Bilder voneinander zu trennen, die durch Reflexion an der inneren und äußeren Wand der Kugel entstehen, wurde der Hals aus sehr dickwandigem Rohre hergestellt, sodaß die Wandung prismatisch war, wie aus Fig. 1 zu

Fig. 1

ersehen ist. Solche Kugeln wurden von der Firma W. C. Heraeus in Hanau eigens für diese Untersuchung angefertigt und erwiesen sich als äußerst zweckentsprechend.

Ein ziemlich großer Tropfen Quecksilber wurde in eine solche Kugel gebracht und diese dann ausgepumpt und zugeschmolzen.

Es schien am besten, mit der Verwendung von Licht von genau der richtigen Schwingungszahl zu beginnen, also von einer Wellenlänge, die mit der Wellenlänge der Absorptionslinie identisch ist. Das Licht des in einer Quarzröhre übergehenden Quecksilberlichtbogens zeigt eine starke Linie von genau der richtigen Schwingungszahl. Die Kugel wurde in einem kleinen dünnwandigen Stahlrohre angebracht, das seitlich mit einer ovalen Öffnung versehen war; die Enden des Rohres wurden mit Scheiben aus Asbestpappe verschlossen, deren eine den Hals der Kugel hielt, wie dies in Figur 1 angedeutet ist. Das Stahlrohr wurde mittels zweier Bunsenbrenner erhitzt, gewöhnlich zu voller Rotglut, und der Quecksilberbogen wurde möglichst nahe an die Öffnung, etwas zur Seite verschoben, gebracht, so daß sein Bild an dem spitz zulaufenden Halse der Röhre reflektiert wurde, wie es die Figur zeigt. Die Flamme der Brenner muß die Öffnung bestreichen, um eine Kondensation von Quecksilbertropfen an der Stelle zu verhüten, wo die Reflexion erfolgt.

Bei geeigneter Wahl der Richtung, in der die Kugel betrachtet wurde, verschwand die Reflexion an der Außenfläche. Der Spalt eines kleinen Quarzspektrographen wurde dann auf das von der Innenfläche der Wand reflektierte helle Bild des Bogens gerichtet.

Ich nahm eine Reihe von Photographien[1]) auf, und zwar die erste bei kalter Kugel, die weiteren bei immer höheren Temperaturen. Es ergab sich, daß die relative Intensität der Linie 2536,7 Å.-E. im Spektrum des reflektierten Lichtes mit steigender Temperatur der Kugel rasch zunahm. Eine Reihe dieser Aufnahmen ist in Figur 2 wiedergegeben. Die

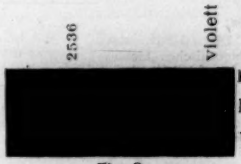


Fig. 2

Expositionszeit war bei rotglühender Kugel kürzer; trotzdem ist hier die Linie 2536 Å.-E. sehr kräftig, während die übrigen Linien überhaupt nicht erscheinen. Frühere Untersuchungen haben indessen gezeigt, daß der Quecksilberdampf zerstreute Resonanzstrahlung emittiert, wenn er mit Licht der Linie 2536 Å.-E. erregt wird. Es mußte deshalb zunächst der Beweis erbracht werden, daß die erhöhte Intensität der Linie nicht durch eine diffuse Strahlung hervorgerufen worden war. Es ergab sich eine sehr hübsche Methode für diesen Beweis. Wenn unsere Augen für ultraviolettes Licht empfindlich wären, so würden wir im Falle diffuser Emission die ganze Oberfläche der Kugel in Licht erglühen sehen, wenn dagegen die Strahlung seitens des Dampfes regelmäßig — also spiegelnd — reflektiert werden würde, so würden wir nur das kleine Bild des Bogens an Glanz zunehmen sehen.

Ich stellte nun das Stahlrohr vertikal so auf, daß die beiden von der Reflexion an der inneren und an der äußeren Oberfläche der Kugelwandung herrührenden Bilder übereinander erschienen. Sofern der Quecksilberlichtbogen aus einer schmalen vertikalen Lichtsäule bestand, erschienen diese Bilder als schmale vertikale Lichtstreifen und konnten an Stelle des Spektrographenspaltes verwendet werden. Der Bogen wurde in diesem Falle in ungefähr 1 m Abstand von der Kugel angeordnet.

Das Spaltrohr des Spektrographen wurde entfernt und das Instrument so aufgestellt, daß die beiden reflektierten Bilder die Stelle einnahmen, die zuvor der Spalt eingenommen hatte. Wenn man nun die Platte exponiert, so erhält man zwei Spektra übereinander, eines von dem an der Außenfläche, das andere von dem an der Innenfläche reflektierten Lichte.

Ich machte zwei Aufnahmen, eine mit kalter, die andere mit rotglühender Kugel. Die letztere Aufnahme zeigte, daß das Bild des Bogens, im Lichte der Linie 2536 Å.-E. betrachtet, durch die Anwesenheit des Queck-

1) Die Figuren sind zwecks besserer Kenntlichkeit auf Tafel IV wiederholt.

silberdampfes ganz gewaltig an Helligkeit zugenommen hatte. Die beiden Photographien sind in Fig. 3 wiedergegeben. Das Spektralbild, welches das Licht von der Wellenlänge 2536 Å.-E. liefert, ist in der Figur bezeichnet. Das an der Innenfläche reflektierte Licht ist nicht so intensiv wie das an der Außenfläche reflektierte; infolgedessen ist in jedem Falle das eine der beiden Spektren schwächer als das andere. Die Linie 2536 Å.-E. ist indessen im Spektrum des von der Innenfläche erzeugten Bildes vielmals heller, wenn die Kugel heiß ist.

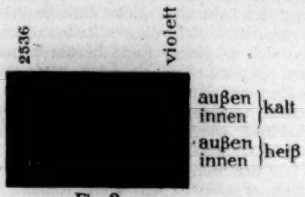


Fig. 3

Dieser Versuch zeigt, daß der Quecksilberdampf Licht von dieser besonderen Wellenlänge wesentlich in derselben Weise reflektiert, wie es ein Silberbelag auf der Innenseite der Kugel tun würde.

Ich stellte alsdann Versuche an, um festzustellen, mit welcher Annäherung die Schwingungszahl des Lichtes mit der des Absorptionsstreifens übereinstimmen muß, damit metallische Reflexion erfolgt.

Es zeigte sich, daß das Bogenspektrum des Eisens eine Gruppe eng beieinander liegender Linien genau in dem in Frage kommenden Gebiete aufwies. Daher setzte ich diesen Bogen an die Stelle des Quecksilberbogens. Der Spalt wurde wieder an dem Quarzspektrographen angebracht, und dann wurden Photographien des reflektierten Bildes des Bogens aufgenommen, während die Kugel kalt, und während sie auf verschiedene Temperaturen erwärmt war. Ich machte alsbald eine sehr bemerkenswerte Entdeckung: es erwies sich nämlich, daß die Eisenlinie, die metallisch reflektiert wurde, die Linie 2535,67 Å.-E., ungefähr um eine Ångström-Einheit nach der Seite kürzerer Wellen hin von der Absorptionslinie abwich. Bei Steigerung der Temperatur und der Dampfdichte wurde eine zweite Eisenlinie stark reflektiert, und diese fiel fast genau mit der Absorptionslinie zusammen. In Wirklichkeit ist es eine doppelte Linie mit den Wellenlängen 2536,90 Å.-E. und 2537,21 Å.-E.

Um vollkommen sicher zu gehen, daß kein Irrtum untergelaufen sei, photographierte ich das Bogenspektrum des Eisens, nachdem das Licht durch Quecksilberdampf von verschiedener Dichte hindurchgegangen war.

Die Eisenlinie, die zuerst verschwand, war die doppelte Linie, die erst reflektiert wurde, wenn der Quecksilberdampf seine größte Dichte erreicht hatte. Die Linie, die von dem Dampfe bei geringerer Dichte metallisch reflektiert wurde, wurde selbst dann nicht von dem Dampfe absorbiert, wenn seine Dichte so groß war, daß vier oder fünf Linien auf der langwelligen Seite der zuerst absorbierten Linie vollkommen ausgelöscht wurden. Ein Blick auf Figur 4 macht diesen Sachverhalt deut-

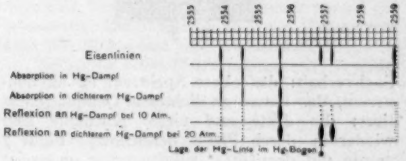


Fig. 4

licher. Der oberste Streifen in dieser Figur enthält die in Frage kommenden Eisenlinien. Der nächste Streifen zeigt die Absorption seitens des Quecksilberdampfes, wenn dessen Dichte gering ist; hier ist die vierte Eisenlinie — die doppelte Linie mit der mittleren Wellenlänge 2537 Å.-E. — verschwunden. Gleich darunter finden wir die Absorption in dichtem Dampfe; hier hat sich die Absorption nach dem sichtbaren Gebiete zu ausgedehnt — und zwar viel stärker, als es in der Figur angedeutet werden konnte, — aber die dritte Eisenlinie wird trotzdem noch durchgelassen. Der Streifen darunter zeigt die Reflexion an Quecksilberdampf unter etwa 10 Atmosphären; hier wird die dritte Eisenlinie kräftig reflektiert. In dem untersten Streifen haben wir endlich die Reflexion an Dampf von 20 Atmosphären; hier erscheinen die dritte und die vierte (die doppelte) Eisenlinie stark reflektiert. Diese Figur 4 ist natürlich eine Zeichnung. Photographien sind in den Figuren 5, 6, 7 und 8 wiedergegeben. Die Figur 5a ist eine Vergrößerung der Figur 7 und wurde mit einem Konkavgitter von 2 m Halbmesser gewonnen. Die starke Reflexion der dritten und vierten Eisenlinie — sie sind durch Pfeile bezeichnet — ist deutlich zu sehen. Figur 5b zeigt die Absorption der vierten Eisenlinie durch den Dampf bei geringer Dichte, während Figur 5c zeigt, daß die Reflexion der dritten Linie an Dampf unter etwa zehn Atmosphären viel stärker ist als die der vierten. In Figur 6 zeigt uns der Quarzspektrograph denselben

Fig. 5

Sachverhalt: das obere Spektrum ist an dünnerem, das untere an dichterem Dampfe reflektiert; die dritte und vierte Eisenlinie sind wiederum durch Pfeile bezeichnet. Figur 7 wurde mit dem Gitter aufgenommen und zeigt

Fig. 6

Fig. 7

ein größeres Spektralgebiet als die Vergrößerung. Die starke selektive Reflexion der beiden Eisenlinien ist schön zu sehen. Figur 6 wurde nach der mit dem Quarzspektrographen aufgenommenen Figur 8 vergrößert.

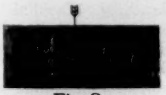


Fig. 8

Alle Spekulationen über die Ursache dieser überraschenden scheinbaren Verschiebung der Reflexionsbande sind zwecklos, solange nicht die Absorption seitens einer sehr dünnen Schicht des Dampfes bei sehr großer Dichte untersucht worden ist. Die Absorption kann nämlich noch bei steigender Dichte nach der kurzwelligen Seite hin verschoben werden, obschon das gerade das Gegenteil von dem ist, was man erwarten sollte. Ich habe versucht, die Frage mit Röhren mit enger Bohrung zu untersuchen, aber die Schichtdicke war zu groß. Man wird eine Zelle aus zwei dicken Quarzglasplatten mit einem Zwischenraum von etwa 0,01 mm herstellen müssen, die einen Druck von mindestens zehn Atmosphären auszuhalten vermag. Ich habe eine solche Zelle in Prismenform bestellt. Bei dieser Zelle sollen die Platten sich an einem Ende berühren und am anderen 0,3 mm voneinander entfernt sein. Sie sollen an den Kanten miteinander verschmolzen werden, und zum Einbringen des Quecksilbers wie zum Auspumpen soll ein Rohr vorgesehen werden. Diese Zelle wird auch bei der weiteren Untersuchung des Zusammenhanges zwischen dem Reflexionsvermögen des Dampfes und dem Polarisationszustande des Lichtes gute Dienste leisten. Es bleiben noch viele interessante Punkte zu untersuchen, und ich bin zurzeit damit beschäftigt, Methoden und Apparate zu ersinnen, um den allmählichen Übergang von der diffusen Zerstreuung der Strahlung zur metallischen oder spiegelnden Reflexion zu untersuchen. Wahrscheinlich werden wir auf diesem Wege mancherlei neue Aufschlüsse über den Mechanismus der Reflexion erhalten können.

Ich habe bereits einen Vorversuch mit einem Polarisationsprisma gemacht. Ich brachte den Quecksilberbogen in eine solche Stellung, daß die Reflexion an der Innenfläche der Kugel unter dem Polarisationswinkel erfolgte. Das Bild von der Außenfläche schirmte ich ab. Dann photographierte ich die schmale Lichtlinie mittels einer Quarzlinse in Verbindung mit der einen Hälfte eines Rochonprismas aus Quarz. Dieses Prisma liefert von einer unpolarisierten Lichtquelle zwei übereinanderliegende Spektren, von denen das eine vertikal, das andere horizontal polarisiert ist. Da das von der Innenfläche der Kugel reflektierte Licht durch die Reflexion polarisiert ist, so liefert es nur ein einziges Spektrum. Ich fand indessen, daß bei Erhitzung der Kugel auf Rotglut die Quecksilberlinie 2536 Å.-E. doppelt erschien, ein Zeichen dafür, daß der Dampf unpolarisiertes Licht reflektiert. Figur 9 zeigt

Fig. 9

dies. Das obere Spektrum dieser Figur ist das des von der heißen, das untere das des von der kalten Kugel reflektierten Lichtes. Im letztgenannten Spektrum ist die Linie ganz links die Linie 2536 Å.-E. Im oberen Spektrum finden wir diese Linie nicht nur relativ

viel stärker, sondern auch in einer — durch den Pfeil bezeichneten — Verdoppelung.

Es ist daran zu erinnern, daß die beiden Spektren, die ein halbes Rochonprisma von einer unpolarisierten Lichtquelle liefert, übereinanderliegen, daß jedoch die Ablenkungen in beiden Spektren verschieden sind. Wie wir sehen, ist die Linie 2536 Å.-E. die einzige, die zweimal auftritt, das heißt in beiden Spektren vorkommt, die das Prisma zu liefern vermag. Das metallisch reflektierte Licht ist unpolarisiert und daher gleichmäßig auf die beiden Spektren verteilt, die das Prisma liefert. Daher sind beide Linien viel heller als die eine Linie im unteren Spektrum.

Ein sehr wichtiger Punkt, der mit der spiegelnden Reflexion an einem absorbierenden Dampfe in Zusammenhang steht, ist die sehr große Dichte, die nötig ist, damit sich die Erscheinung zeigt. In einem Gase unter Atmosphärendruck sind die Moleküle so nahe beieinander, daß etwa 80 von ihnen auf eine Wellenlänge fallen, also 6400 auf die Fläche eines Quadrates, dessen Seitenlänge gleich der Wellenlänge des Lichtes ist. Diese Zahl scheint mehr als genügend, um die Anwendung des Huygensschen Prinzipes zu gestatten, indessen zeigt der Versuch, daß die Reflexion erst eintritt, wenn wir die Dichte verzehnfachen. Ich neige zu der Ansicht, daß es darauf ankommt, wie plötzlich die Welle aufgehalten wird, und nicht so sehr darauf, daß die Resonatoren dicht genug zusammen gedrängt sind, um die Anwendung des Huygensschen Prinzipes zu ermöglichen. Ich halte es für wahrscheinlich, daß, wenn der Wellenzug bis zur Tiefe mehrerer Wellenlängen in das Medium eindringen kann, daß dann keine regelmäßige Reflexion erfolgen wird, einerlei, wie nahe beieinander die Resonatoren liegen. Ein analoger Fall liegt vor, wenn wir zwei Medien von sehr verschiedenem Brechungsindex haben, zwischen denen der Übergang nicht plötzlich, sondern allmählich stattfindet. Einige Autoritäten sind der Ansicht, daß in diesem Falle Reflexion erfolgen wird. Wenn ich sie recht verstehe, so schließen sie, daß wir die Übergangsschicht in eine große Anzahl von Ebenen zerlegen können, deren jede einen kleinen Betrag reflektieren wird. Selbst wenn das der Fall wäre, so würden wir, wie mir scheint, doch vollkommene Vernichtung durch Interferenz erhalten. Die von den hypothetischen Ebenen reflektierten Wellenzüge würden nämlich allmählich fortschreitend gegeneinander verschoben sein und uns daher als Resultante Null ergeben. Wir können uns denken, daß dasselbe bei unseren Resonatoren der Fall ist. Eine strenge theoretische Behandlung des resultierenden Effektes der von einem System dicht gedrängter, von ebenen Wellen erregter Resonatoren reflektierten Strahlungen, unter Berücksichtigung mehrerer verschiedener Eindringungstiefen wäre überaus wünschenswert.

Bei meiner Untersuchung der optischen Eigenschaften des Quecksilberdampfes habe ich durch eine Beisteuer aus dem Rumford-Fonds der Amerikanischen Akademie eine Unterstützung erfahren.

Gegenwärtig ist ein Apparat zur Untersuchung der anomalen Dispersion des Dampfes in Bau. Da die Möglichkeit gegeben ist, unter bestimmten Temperatur-, Druck- und Dichteverhältnissen zu arbeiten, so werden die Ergebnisse ohne Zweifel größeres theoretisches Interesse bieten als die am Natriumdampf gewonnenen. Die Arbeiten über die Fluoreszenz und die Absorption sind abgeschlossen.

Baltimore, Johns Hopkins University, 15. Mai 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 3. Juni 1909.)

Die Dämpfung von Quecksilberwellen.

Von R. W. Wood.

Im verflossenen Sommer beschäftigte ich mich mit der Konstruktion eines Reflexionsfernrohres durch die gleichförmige Rotation eines großen flachen Beckens mit Quecksilber[1]). Im Verlaufe dieser Versuche habe ich gefunden, daß man die Wellen, selbst dann, wenn ihre Amplitude sehr groß ist, fast ganz beseitigen kann, wenn man die Oberfläche des Metalles mit Glyzerin bedeckt. Ich kam kürzlich auf den Gedanken, daß Kastoröl weit günstiger sein würde, weil es fast ebenso viskos ist und keine Streifen durch Absorption der Feuchtigkeit aus der Luft bildet, was ein großer Nachteil bei Verwendung von Glyzerin ist. Man kann das Öl fast wasserhell erhalten, und es hat sich für die Dämpfung der Wellen als fast ebenso wirksam erwiesen wie Glyzerin. Es erscheint durchaus wahrscheinlich, daß sich dieses Verfahren in solchen Fällen als sehr nützlich erweisen wird, wo man eine ebene reflektierende Oberfläche braucht.

Um die wellendämpfende Wirkung verschiedener Flüssigkeiten zu untersuchen, habe ich kürzlich eine große elektrisch angetriebene Stimmgabel mit einem in das Quecksilber eintauchenden Glasstifte benutzt. Die Oberfläche der reflektierenden Flüssigkeit betrachtete ich durch ein Paar einander teilweise überdeckender schmaler Spalte in dünner Pappe, die ich an den Zinken einer zweiten elektrisch be-

1) Siehe R. W. Wood, The mercury paraboloid as a reflecting telescope. Astrophys. Journ., März 1909.

triebenen Stimmgabel von derselben Tonhöhe befestigt hatte. Verstimmt man die Gabeln durch Beschweren mit Wachs ein wenig gegeneinander, so kann man (stroboskopisch) beobachten, wie die Wellen langsam von dem Störungszentrum aus nach außen wandern, wie dies Lord Rayleigh, Boys, Vincent u. a. beschrieben haben. Diese Wellen bedecken die ganze Quecksilberfläche. Das Licht einer kleinen Strahlungsquelle wird durch eine Linse ein wenig konvergent gemacht, ehe es auf das Quecksilber fällt, und das Bild der Strahlungsquelle wird auf die schwingenden Spalte geworfen. Wenn man nun das Metall mit einer dünnen Schicht Glyzerin oder Kastoröl bedeckt, so findet man, daß die Wellen vollkommen abklingen, nachdem sie eine Strecke von einer bis zu drei Wellenlängen, je nach der Amplitude der erregenden Stimmgabel, durchlaufen haben. Dieser Versuch ist meines Wissens der einzige, der gedämpfte Wellen zeigt, und er gibt die lebhafteste Vorstellung davon, was erfolgt, wenn Licht in ein absorbierendes Medium eintritt. Die Figur gibt eine photogra-

phische Aufnahme der gedämpften Wellen wieder; die erregende Stimmgabel wurde bei dem Versuch sehr stark erregt. Die beiden Stimmgabeln waren bei der Aufnahme genau im Einklang, und die Wellen erscheinen stehend. Die Expositionszeit betrug zehn Sekunden.

Ich habe mich kürzlich mit Spekulationen über die Frage nach dem Energiefluß in solchen Fällen beschäftigt, wo Interferenzstreifen entstehen, und habe einige Versuche mit interferierenden Quecksilberwellen angestellt. Die Reflexion der Wellen an den Wänden des Beckens wirkte dabei einigermaßen störend, ebenso die Wellen, die infolge der von der Stimmgabel auf den Tisch übertragenen Schwingungen von den Gefäßwänden ausgingen. Ich fand, daß sich diese beiden Störungsgruppen vermeiden ließen, wenn ich ringsum am Rande des Beckens Glyzerin in die Kapillardepression des Quecksilbers goß. Die zähe Flüssigkeit haftet an dem Gefäßrande und zeigt selbst bei Verwendung beträchtlicher Mengen wenig Neigung, sich nach der Mitte zu auszubreiten. Das entspricht dem Falle, daß man bei optischen Versuchen die Wände des Zimmers schwarz anstreicht.

Bei Interferenzstreifen, die von zwei mit gleicher Amplitude schwingenden Quellen erzeugt werden, verläuft der Energiefluß, wie mir scheint, längs der Hyperboloide. Bei dem Versuche mit den Quecksilberwellen und der stroboskopischen Stimmgabel kann man sehen, wie die Wellen längs der gekrümmten Hyperboloidenbahnen verlaufen. Die Frage nach dem Energieflusse bei der Interferenz ist meines Wissens bislang nicht diskutiert worden, und mit dieser Frage hängen einige interessante Punkte zusammen, wie die Gestalt der in einem hellen Streifen fortschreitenden Wellenfront und die Frage, ob wir nach dem Durchgange durch einen Spalt und der Aufnahme durch das Auge die beiden Quellen aufgelöst sehen würden oder nicht. Ich neige zu der Annahme, daß mindestens zwei helle Streifen durchgelassen werden müssen, damit eine Auflösung erfolgt, doch habe ich den Versuch noch nicht angestellt. Ich behalte diese Frage einer späteren Veröffentlichung vor.

Baltimore, Johns Hopkins University, 15. Mai 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 3. Juni 1909.)

Bestimmung der axialen Feldstärke einer Drahtrolle durch Wägung und ihre Anwendung zur Ableitung von absoluten Werten der Verdetschen Konstante für einige Flüssigkeiten.

Von N. Stoyanoff.

(Mit Bemerkungen von W. Voigt.)

I. Bestimmung der Feldstärke.

Der erste Teil der mir von Herrn Voigt gestellten Aufgabe war die Bestimmung der magnetischen Feldstärke längs der Achse einer wertvollen, dem Göttinger Physikalischen Institut gehörigen Drahtrolle von beiläufig einem Meter Länge. Es sollte insbesondere dabei untersucht werden, inwieweit der Verlauf und der absolute Wert dieser Feldstärke mit den hierfür geltenden Formeln übereinstimmen. Dies schien bei der vielfachen Anwendung, welche die Felder von Drahtrollen finden, nicht überflüssig zu sein. Natürlich ist gegen die Grundlagen der Formeln kein Bedenken zu erheben; dagegen kann man im voraus nichts darüber sagen, welchen Einfluß die unvermeidlichen Unregelmäßigkeiten der Form und der Wickelung einer Rolle auf ihre magnetische Wirkung üben. Es mag schon hier bemerkt werden, daß bei der vorliegenden, sehr sorgfältig gearbeiteten Rolle, die unten genauer beschrieben werden wird, die Abweichungen zwischen dem theoretischen und dem beobachteten Werte eine

unerwartete Größe erreichten. Für die Messungen der Verdetschen Konstanten im II. Teil sind nur die beobachteten Werte der Feldstärke benutzt worden.

1. Theoretisches. Die angewendete und der Theorie zu unterwerfende Anordnung war die, daß in dem Hohlraum der zu untersuchenden Drahtrolle ein langes und dünnes, aus feinerem Drahte gewickeltes Solenoid aufgehängt wurde, das an dem einen Ende des Balkens einer Wage so befestigt war, daß seine Höhe variiert werden konnte. Da man die Endflächen des Solenoids als mit einer flächenhaften, gleichförmigen magnetischen Ladung belegt betrachten kann, so ergibt sich die folgende theoretische Frage: Bestimmung der Kraftkomponente Z längs der Spulenachse, die eine kreisförmige homogene magnetische Ladung erfährt, deren Achse mit der Spulenachse zusammenfällt.

Die Feldstärke Z_i' im Innern einer Stromspule, die aus nur einer Windungslage besteht, im Abstand z von der Mittelebene, y von der Achse der Spule, ist, wie bekannt, gegeben durch [1])

$$\left.\begin{aligned} Z_i' = \frac{\pi \mathfrak{J} n_i}{L}\Big\{ & \frac{z+l}{u_i} - \frac{z-l}{v_i} \\ & + \frac{3}{2^2} r_i^2 y^2 \left(\frac{z+l}{u_i^5} - \frac{z-l}{v_i^5}\right) \\ & + \frac{3\cdot 5}{2^2\cdot 4^2} r_i^2 y^4 \left[\frac{z+l}{u_i^9}(3r_i^2 - 4(z+l)^2)\right. \\ & \left. - \frac{z-l}{v_i^9}(3r_i^2 - 4(z-l)^2)\right] + \cdots\Big\} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wobei: $\mathfrak{J}$ die Intensität des Stromes, der die Spule durchfließt, $2l$ die axiale Länge des Windungsquerschnitts der Spule, $2L$ die Gesamtlänge der Spule zwischen den Endplatten, r_i den mittleren Halbmesser der Windungslage, n_i die Zahl der Windungen bezeichnen, und

$u_i = [r_i^2 + (z+l)^2]^{1/2}$, $v_i = [r_i^2 + (z-l)^2]^{1/2}$

gesetzt ist.

Bezeichnen wir jetzt den Halbmesser der magnetischen Ladung mit b, ihre Fläche mit f und sei die Fläche gleichförmig mit dem Magnetismus Eins belegt, dann gibt eine einfache Rechnung für die gesamte Kraft, die die Ladung erfährt, den Ausdruck

$$\left.\begin{aligned} Z_i = \frac{\pi \mathfrak{J} n_i}{L}\Big\{ & \frac{z+l}{u_i} - \frac{z-l}{v_i} \\ & + \frac{3}{2^3} r_i^2 b^2 \left(\frac{z+l}{u_i^5} - \frac{z-l}{v_i^5}\right) \\ & + \frac{5}{2^2\cdot 4^2} r_i^2 b^4 \left[\frac{z+l}{u_i^9}(3r_i^2 - 4(z+l)^2)\right. \\ & \left. - \frac{z-l}{v_i^9}(3r_i^2 - 4(z-l)^2)\right] + \cdots\Big\} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

1) E. Mascart et J. Joubert, Leçons sur l'électricité et le magnetisme, 2. Bd., S. 110.

Besteht nun die Stromspule aus mehreren Windungslagen, z. B. p, von gleicher Windungszahl, so bekommt die Kraftkomponente Z folgenden Wert:

$$Z = \sum_{i=1}^{i=p} Z_i, \quad (3)$$

oder wenn die Windungen dünn sind und insgesamt eine Schicht von der Dicke H erfüllen, in Annäherung auch

$$\left.\begin{aligned} Z &= \frac{p}{H}\int_{r_1}^{r_p} Z i dr_i \\ &= 2\pi\mathfrak{J}\frac{np}{2LH}\Big\{ (z+l)\, ln \frac{r_p + u_p}{r_1 + u_1} \\ &\quad - (z-l)\, ln \frac{r_p + v_p}{r_1 + v_1} \\ &\quad + \frac{b^2}{2\cdot 4}\left[\frac{1}{z+l}\left(\frac{r_p^3}{u_p^3} - \frac{r_1^3}{u_1^3}\right)\right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{z-l}\left(\frac{r_p^3}{v_p^3} - \frac{r_1^3}{v_1^3}\right)\right] + \cdots\Big\} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Hierin bezeichnen r_1 und r_p die Radien der innersten und der äußersten Windungslage.

2. Experimentelles. Die Stromspule, die ich benutzt habe, ist von den Land- und Seekabelwerken in Cöln-Nippes sehr sorgfältig angefertigt. Sie besteht aus Kupferdraht von 2 mm Dicke mit doppelter Umspinnung aus weißer Seide, der auf ein Messingrohr aufgewunden ist. Ihre Dimensionen sind

$2L = 99{,}92$ cm, $2l = 99{,}72$ cm, $p = 13$,
$r_1 = 1{,}87$ cm, $r_p = 4{,}47$ cm, $H = 2{,}82$ cm.

Die Windungszahlen n_i der 13 Lagen waren auf die Endplatten der Rolle von der Fabrik eingeschlagen und lauten von innen nach außen: 457, 452, 457, 455, 456, 454, 456, 455, 454, 455, 454, 453, 462; die Gesamtzahl Σn_i war somit 5919.

Das Solenoid ist von der Firma Spindler & Hoyer in Göttingen aus Kupferdraht von der Dicke 0,045 cm angefertigt in den Dimensionen $2l' = 59{,}95$ cm, $p' = 2$, $r_1' = 0{,}676$ cm, $r_2' = 0{,}728$ cm, $n_1' = n_2' = 1140$. Für den mittleren Halbmesser des Windungsquerschnittes b ist hiernach 0,702 cm zu setzen.

Bei der benutzten Stromstärke des Solenoids $\mathfrak{J}' = 0{,}704$ Amp. $= 0{,}0704$ (C.G.S.) werden die äquivalenten Ladungen der Endflächen des Solenoids

$m = \pm\pi(r_1'^2 + r_2'^2) n' \mathfrak{J}' = 4{,}144$ (C.G.S.).

Die Stromstärke $\mathfrak{J}$ in der Rolle wurde konstant auf 4,99 Amp. $= 0{,}499$ (C.G.S.) gehalten.

Zur Messung dieser Stromstärken dienten zwei ganz neue Präzisionsamperemeter von den Kabelwerken in Cöln-Nippes mit Meßbereichen von 0 bis 0,75 resp. 0 bis 7,5 Amp. Die Instrumente gestatteten, etwa $1\,^0/_{00}$ der Größen $\mathfrak{J}'$ und $\mathfrak{J}$ zu konstatieren.

Die Abstoßungskraft, die das Solenoid von der Stromspule erfuhr, wurde mittels einer

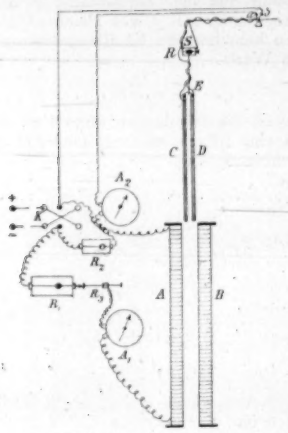


Fig. 1.

Meyersteinschen Wage gemessen, welche die Milligramm zu bestimmen gestattete.

Die Aufstellung ist in der Fig. 1 skizziert. AB ist die fest- und vertikalstehende Stromspule, CD das Solenoid, das an einem ungedrehten seidenen Faden im Punkte E hängt. Das obere Ende des Fadens ist auf einer leichten Rolle R aufgewickelt, die an der kurzen Schale S der Wage hängt. Bei dem Abwickeln des Fadens konnte sich das untere Ende des Solenoids bis zum Stromspulenzentrum und noch etwas tiefer senken. Die beiden Enden des Drahtes des Solenoids gingen in einen doppelten, ganz dünnen, isolierten Draht über, dessen Enden in a und b zu sehen sind. A_1 und A_2 sind die beiden Amperemeter. R_1 und R_2 sind zwei Rheostaten, R_3 ein Gleitkontakt, um den Strom, der die Stromspule durchfließt, in genauerer Weise zu variieren. K ist der Kommutator.

Die Beobachtungen wurden in folgender Weise angestellt: Zuerst wurde die Isolation der Stromspule und des Solenoids geprüft. Dann wurden Versuche gemacht zum Nachweis, daß das Messingrohr der Stromspule und das leichte Aluminiumrohr des Solenoids merklich eisenfrei sind. Nach diesem wurden die eigentlichen Beobachtungen begonnen. Alle Messungen wurden bei den obigen konstanten Stromstärken ausgeführt[1]). Die Vorversuche hatten gezeigt, daß es am besten zu beobachten ist, wenn man zuerst bei geschlossenem Strome und dann bei Ausschließung des Stromes das Gleichgewicht der Wage erreicht. Die Differenz zwischen beiden Gewichten gibt die Abstoßungskraft in der betrachteten Lage. Am leichtesten wäre es natürlich, wenn man ein für allemal, am Anfang der Beobachtungen, das Gewicht des Solenoids, ohne Strom, bestimmen und dann bei jeder neuen Lage des Solenoids, bei fließendem Strome, das Gleichgewicht der Wage erreichen könnte, aber dabei tritt ein Nebenphänomen ein, welches die Resultate ungenau macht. Nach einigen Beobachtungen erwärmt sich nämlich der Spulendraht und dadurch das Messingrohr merklich und infolgedessen kommt ein Luftstrom von unten nach oben zustande, der auf die Resultate sehr merklich einwirkt, sogar, wenn das untere Ende des Rohres geschlossen ist.

Die Abstoßungskraft, die das Solenoid von der Stromspule erfuhr, ist für je 14 Lagen des unteren Endes des Solenoids zu beiden Seiten des Stromspulenzentrums beobachtet worden. In der Tabelle I sind die Ergebnisse der definitiven Beobachtungen gegeben. Jede Zahl stellt den mittleren Wert von mindestens drei Beobachtungen dar. Der mittlere Fehler in den einzelnen Beobachtungen schwankt in dem Bereich von 52 cm zu beiden Seiten des Spulenzentrums von 1 bis 1,5 mg.

Tabelle I.

Koordinate z des unteren Endes	Abstoßungskraft in mg	z	Abstoßungskraft in mg
74 cm	7	0 cm	1494
65 „	17	5 „	1537
60 „	42	15 „	1558
55 „	118	25 „	1557
52 „	334	35 „	1520
50 „	750	40 „	1497
48 „	1160	45 „	1408
45 „	1410	48 „	1156
40 „	1499	50 „	749
35 „	1519	52 „	335
25 „	1555	55 „	120
15 „	1560	60 „	40
5 „	1536	65 „	18
0 „	1494	74 „	7

Aus der Tabelle I geht hervor, daß die axiale Feldstärke zu beiden Seiten des Spulenzentrums fast vollständig symmetrisch verläuft, oder daß die Wickelung auf beiden Hälften der Spule merklich gleich dicht ist.

Aus diesen Werten der Abstoßungskraft auf dem ganzen Solenoid bekommt man leicht die nur auf den unteren Solenoidpol wirkende Abstoßungskraft Z. Die Tabelle II gibt diese Werte von Z in Dynen ausgedrückt. Jede Zahl dieser Tabelle stellt den mittleren Wert von je zwei symmetrischen Werten von Z dar.

1) Herr Gitscheff, Stud. der Math., hat mich bei den definitiven Beobachtungen unterstützt und speziell während der kurzen Zeit jeder Beobachtung die beiden Ströme sorgfältig kontrolliert.

Z dividiert durch 4.144, die Magnetismusmenge des Solenoidpols, gibt die entsprechende mittlere Feldstärke F_z auf der Endfläche des Solenoids.

Tabelle II.

z	Z	z	Z
0 cm	1506	48 cm	1136
5 „	1525	50 „	735
15 „	1536	52 „	328
25 „	1527	55 „	117
35 „	1491	60 „	39.5
40 „	1470	65 „	17.5
45 „	1382	74 „	7.0

3. Vergleichung zwischen Beobachtung und Theorie. Da die Dicke des Drahtes, im Vergleich mit der radialen Höhe der Stromspule, nicht als unendlich dünn betrachtet werden kann, so habe ich zuerst, für die Punkte 35 cm, 40 cm ... 60 cm, von der Formel (3) Gebrauch gemacht, d. h. ich habe für jeden dieser Punkte die Kraftkomponente Z_i für jede Windungslage berechnet und dann summiert. Bezüglich der übrigen Punkte hat die Rechnung gezeigt, daß es gestattet ist, die Stromspule wie aus einer Windungslage bestehend zu betrachten und den mittleren Halbmesser $r_m = 3.77$ cm der 13 Windungslagen in Rechnung zu setzen. Sodann habe ich die Berechnung nach der angenäherten Formel (4) ausgeführt.

Die nachstehende Tabelle gibt eine Vergleichung der beobachteten und berechneten Feldstärken.

Tabelle III.

z	$F_z = \frac{Z \text{ beob.}}{4{,}144}$	F_z ber. nach (3)	F_z ber. nach (4)	beob. — ber.
0 cm	363,4	370,7	370,7	−2,0 %
5 „	368,0	370,7	370,7	−0,7 „
15 „	370,7	370,3	370,4	+0,1 „
25 „	368,5	369,6	369,6	−0,3 „
35 „	359,7	366,7	366,8	−1,9 „
40 „	354,6	362,0	362,1	−2,1 „
45 „	333,6	341,2	341,2	−2,2 „
48 „	274,0	283,6	283,6	−3,4 „
50 „	177,5	178,8	178,8	−0,7 „
52 „	79,1	79,4	79,6	−0,4 „
55 „	28,1	27,7	28,3	
60 „	9,3	8,9	9,1	
65 „	4,1	4,2	4,2	

Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Formel (3) und (4) sind also ganz unmerklich.

Im Diagramm (Fig. 2) stellt die ausgezogene Kurve die beobachtete, die punktierte die berechnete Feldstärke dar. Als Abszisse ist der Abstand z vom Spulenzentrum benutzt.

Die Einbiegung, die man in der beobachteten Kurve in einem Bereiche von 15 cm vom Spulenzentrum aus bemerkt, ist mir unerklärlich geblieben. Die Beobachtungen wurden in diesem Bereiche mehrere Male wiederholt; ich erhielt immer dieselben Werte.

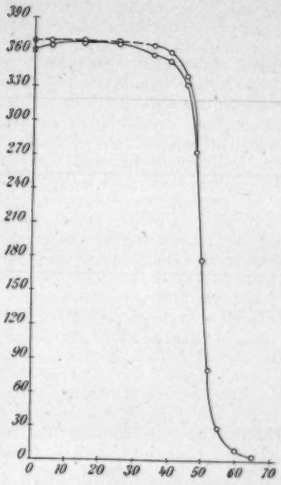


Fig. 2.

[Anmerkung. Das nächst dem Mittelpunkt der Rollen beobachtete Minimum der Feldstärke muß natürlich Verwunderung erregen. Es ist daher nach dem Fortgang von Herrn Stoyanoff aus Göttingen die ganze Anordnung seiner Versuche nochmals aufgebaut worden, und Herr Dr. Krüger hat auf meine Anregung die Wägungsbeobachtungen wiederholt. Die von diesem erhaltenen Resultate stimmen im wesentlichen mit den Stoyanoffschen Angaben überein. Dr. Krüger hat darauf, um zu konstatieren, ob in der Wägungsmethode irgendein verborgener Fehler stecke, auch noch relative Werte der Feldstärke mit Hilfe der Induktion in einer kleinen in die Rolle eingeführten Spule bestimmt. Derartige Beobachtungen sind allerdings, da die induzierte Spule eine Höhe von ca. 1 cm hatte, nicht völlig mit den Stoyanoffschen vergleichbar, die sich auf eine Fläche beziehen; indessen erstreckt sich die Einsenkung der Kurven in Fig. 2 auf eine so große Strecke, daß sie sich der Wahrnehmung bei der Induktionsmethode nicht entziehen konnte. Die von Dr. Krüger erhaltenen relativen Werte der Feldstärken sind

für $z =$	0	5	15	25	35
	30,76	31,12	31,17	31,14	30,62
für $z =$	40		45	50	
	30,05		24,17	8,77.	

Das Minimum bei $z = 0$ ist also auch hier unverkennbar.

Zur Erklärung bleibt kaum etwas anderes übrig, als die Annahme einer beträchtlichen Unregelmäßigkeit des Stromverlaufes nächst der Mitte der Rollen. Da gerade dort eine Unregelmäßigkeit der Wickelung wenig wahrscheinlich ist, so wäre meines Erachtens einzig an eine Störung der Isolation zu denken, die dort einen Übergang des Stromes zwischen einigen Nachbarverbindungen veranlaßt hätte. Ein Kurzschluß nach dem in der Rolle befindlichen Messingrohr war nach der Beobachtung ausgeschlossen. Freilich müßte diese Störung ziemlich bedeutend gewesen sein, um die Herabdrückung der Feldstärke um 1½—2 Proz. zu erklären. Daneben bleibt die genau zentrale Lage der Störung bedenklich.

Im Gegensatz zu dieser Schwierigkeit dürfte sich das in den Zahlen der Tabelle ausgedrückte Zurückbleiben der Beobachtung gegen die Formel durch die unvermeidlichen Unregelmäßigkeiten der Wickelung an den Enden der Rollen erklären. Es ist ja nach der Lage der Dinge unmöglich, daß die Windungen wirklich die Länge $2l$ zwischen den festen Endplatten völlig ausfüllen; beim Übergang von einer Windungslage zur anderen entstehen an den Endplatten notwendig hohle Räume. Nimmt man an, daß auf diese Weise das l und L in den obigen Formeln um nahezu den Radius des aufgewundenen Drahtes verkürzt sind, so ergeben sich an den Enden der Rolle Abweichungen von der beobachteten Größenordnung. Natürlich müßten eigentlich dementsprechend näher der Mitte der Rolle zu, infolge der dichter gedrängten Windungen, die beobachteten Feldstärken größer ausfallen, als die Berechnung ohne Berücksichtigung der Hohlräume an den Enden der Rolle ergibt. Daß dies nicht stattfindet, deutet, wie schon oben gesagt, auf noch eine zweite Unregelmäßigkeit in der Mitte der Rolle.

Die durchschnittlich zu kleinen beobachteten Werte der Feldstärke könnten auf eine Ungenauigkeit der theoretischen Formeln gedeutet werden, und in der Tat sind die obigen Formeln darin unvollständig, daß sie die endliche Dicke der Drähte von Rolle und Solenoid ignorieren. Ich habe die Korrektion überschlagen, welche die Berücksichtigung dieses Umstandes an den Formeln anbringt und gefunden, daß sie zur Erklärung der Differenz zwischen der Beobachtung und den obigen Formeln nicht ausreicht. V.]

Die Feldstärkenfläche. Für die Berechnung der Beobachtungen des II. Teiles wird das Linienintegral S der axialen Feldstärke F_z' über die Länge 106,1 cm des mit Flüssigkeit gefüllten und der Wirkung der Rolle ausgesetzten Rohres benutzt. Dies Linienintegral ist mit der Fläche identisch, die in einem z, F_z'-Koordinatensystem unterhalb der F_z'-Kurve liegt. Es ergibt sich aus der Formel (1) resp. (3), nachdem darin y gleich Null gesagt ist, zu

$$S = \frac{2\pi\mathfrak{J}}{L}\sum_{1}^{p} n_i \int_{0}^{z}\left(\frac{z+l}{u_i}-\frac{z-l}{v_i}\right)dz = \left.\begin{aligned} &= \frac{2\pi\mathfrak{J}}{L}\sum_{1}^{p} n_i\left(\sqrt{r_i^2+(z+l)^2}-\right.\\ &\qquad\left.\sqrt{r_i^2+(z-l)^2}\right).\end{aligned}\right| \quad (5)$$

Die Berechnung von S nach dieser Formel unter der Annahme von $z = 53{,}05$ cm hat für die Feldstärkenfläche S der benutzten Rolle den Wert 36650 (C.G.S.) ergeben.

Um den aus den beobachteten Zahlen folgenden Wert S zu erhalten, wurden dieselben zunächst durch Anbringung der aus der Formel (2) ersichtlichen Korrektion auf $b = 0$, d. h. auf einen punktförmigen Pol in der Achse reduziert. Diese Korrektion beträgt —0,25 resp. +0,25 für $z = 45$ cm und 55 cm, —1,00 und +1,00 für $z = 48$ cm und 52 cm; im übrigen ist sie unmerklich.

Sodann wurde die Kurve der so erhaltenen F_z' in ziemlich großem Maßstabe auf Millimeterpapier gezeichnet, und die so erhaltene Fläche durch Wägung bestimmt. Diese Bestimmung lieferte $S = 36187$, d. h. 1,3 Proz. kleiner als die Berechnung.

[Anmerkung. Während die Feldstärken an den Enden der Rolle durch die oben erörterten Hohlräume an den Endplatten der Rolle erheblich modifiziert werden können, sollte das Linienintegral der Feldstärke über eine die Rollenlänge etwas übersteigende Länge hierdurch nur sehr unbedeutend beeinflußt werden. Die Rechnung ergibt, daß die oben angenommene Größe der Hohlräume das Linienintegral nicht um ein Promille verändern könnte. Gerade dieser Umstand, verbunden mit später zu erörternden Vorteilen, hat veranlaßt, die auf die Verdetsche Konstante untersuchten Flüssigkeiten in einer Röhre anzuwenden, deren Länge die Länge der Rolle merklich übertrifft. Wenn die Beobachtung von S nun einen um 1,3 Proz. kleineren Wert ergibt als die Berechnung, so deutet dies somit mit einer gewissen Sicherheit darauf hin, daß innerhalb der Rolle — und nach dem Obigen wahrscheinlich sehr nahe der Mitte — Kurzschlüsse vorhanden sind.

Einen von der Fabrik gemachten Fehler beim Abzählen der Windungen als Ursache der Abweichung anzunehmen, halte ich nicht für angängig; um die Abweichung zu erklären, müßte man ersichtlich einen durchaus unwahrscheinlich großen Irrtum annehmen.

In letzter Zeit habe ich übrigens auch die zur Messung der Stromstärken $\mathfrak{J}'$ und $\mathfrak{J}$ benutzten Amperemeter zur Prüfung an die Reichsanstalt in Charlottenburg gesendet. Dort ergab sich, daß die beiden Instrumente gegenwärtig, geraume Zeit nach Abschluß der Beobachtungen kleine Fehler besitzen; $\mathfrak{J}'$ würde im gegenwärtigen Zustand um 0,15 Proz. zu klein, $\mathfrak{J}$ um 0,5 Proz. zu groß angegeben werden, die berechnete Feldstärkenfläche wäre hiernach um 0,35 Proz. kleiner zu beziffern. Aber auch bei der nicht eben wahrscheinlichen Annahme, daß beide Amperemeter diese oder ähnliche Fehler im völlig neuen Zustande besessen hätten, würde der eben aufgewiesene Unterschied zwischen den Resultaten und Formeln und den Beobachtungen sich nicht erklären.

Es bleibt anscheinend keine andere Lösung der Schwierigkeit, als die Annahme, daß in der Rolle trotz der sorgfältigen doppelten Bespinnung sich ein nicht unbedeutender Stromausgleich zwischen den Windungen vollzogen hat, — ein Resultat, das zur Vorsicht bei der Anwendung der Formeln über die Feldstärke einer Drahtrolle mahnt. Für die unten zu beschreibenden Messungen kommt, wie schon im Eingang bemerkt, diese Schwierigkeit nicht in Betracht. V.]

II. Bestimmung der magnetischen Drehung.

1. Anordnung der Beobachtungen. Die zu untersuchende Flüssigkeit befand sich in einem doppelwandigen Messingrohr, welches in den Hohlraum der S. 431 beschriebenen Rolle eingelegt wurde. Die Länge des Rohres war so groß, daß an jeder Seite ein Stück von ca. 3 cm aus der Rolle hervorragte. Auf diese Weise war es bequem möglich, einerseits durch seitliche Zuleitungsröhrchen die zu untersuchende Flüssigkeit einzufüllen, andererseits durch den äußeren Mantel des Rohres einen Wasserstrom zu senden, um die Temperatur der Flüssigkeit bei Erwärmung der Rolle durch den elektrischen Strom konstant zu halten. Die Temperatur des Kühlwassers wurde sowohl beim Eintritt als beim Austritt gemessen und der Mittelwert in Rechnung gesetzt. Die Enden des Rohres waren (um die Beobachtung mit ultraviolettem Licht zu ermöglichen) mit zwei gleich dicken Quarzplatten, die eine rechts-, die andere linksdrehend, verschlossen. Die Länge der Flüssigkeitssäule betrug, wie schon oben bemerkt, 106,1 cm.

Als Lichtquelle diente ein Nernstfaden, von dessen Licht mittels eines Monochromators merklich einfarbige Teile ausgesondert wurden. Das einfarbige Licht passierte einen Nicol, eine als Halbschattenapparat dienende Zuckerzelle nach Lord Rayleigh, hierauf das Rohr, einen zweiten Nicol und schließlich das auf die Grenzlinie des Halbschattenapparats eingestellte Fernröhrchen.

Die elektrische Stromstärke wurde während jeder Beobachtung sorgsam konstant gehalten; Herr Gitscheff hat die bezügliche Regulierung auch hier ausgeführt. Die Beobachtungen über die magnetischen Drehungen wurden bei beiden entgegengesetzten Stromrichtungen vorgenommen.

2. Theoretisches zur Drehung der Polarisationsebene. Von den Formeln, welche zur Darstellung der Dispersion bei der magnetischen Drehung ω im Gebiet merklicher Durchsichtigkeit abgeleitet sind, kommen insbesondere zwei in Betracht.

Die erste Beziehung, die sich bei Dämpfen und auch bei gewissen Kristallen (Xenotim, Tysonit u. a.) in der Umgebung von Absorptionsstreifen gut bewährt hat, ist zuerst von W. Voigt[1]), dann von P. Drude[2]) abgeleitet und lautet:

$$\omega_\lambda = \frac{1}{n_\lambda} \sum \frac{m_i \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2)^2}. \qquad (6)$$

Hierin bezeichnet n_λ den der Wellenlänge λ entsprechenden Brechungsindex, m_i und λ_i sind Parameter, von denen die λ_i die Lagen der Absorptionsstreifen der Substanz bestimmen. Die Formel verlangt zu beiden Seiten eines Absorptionsstreifens (auf den selbst sie nicht anwendbar ist) Drehungen gleichen Vorzeichens.

Die zweite von P. Drude gegebene Formel

$$\omega_\lambda = n_\lambda \sum \frac{m_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \qquad (7)$$

verhält sich in dieser Beziehung entgegengesetzt und ist noch nirgends ganz sicher bestätigt worden.

Natürlich ist mit diesen zwei Typen die Gesamtmöglichkeit nicht erschöpft; so läßt sich z. B., wie Herr Prof. Voigt in einer Vorlesung gezeigt hat, aus anderen Grundannahmen eine Beziehung von der Form

$$\omega_\lambda = \frac{1}{n_\lambda} \sum \frac{m_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \qquad (8)$$

gewinnen.

Es war ursprünglich die Absicht, eine eingehende Vergleichung der verschiedenen Dispersionsformeln mit der Wirklichkeit vorzunehmen und zu diesem Zwecke auch die Drehung im Ultraviolett (auf photographischem Wege) zu beobachten. Indessen mußte diese Absicht aufgegeben werden, da die gewählten Flüssigkeiten im Ultravioletten zu stark absorbierten, um mit der langen Röhre beobachtet

1) W. Voigt, Wied. Ann. **67**, 345, 1899.
2) P. Drude, Optik, S. 406 u. 420. Leipzig 1906.

werden zu können. Eine Ausdehnung der Untersuchung auf ultraviolette Bereiche hat unter Verzicht auf genaue absolute Bestimmungen seitdem Herr Landau[1]) im Göttinger Institut ausgeführt.

3. Beobachtungsresultate bei Schwefelkohlenstoff. Das elektromagnetische Drehungsvermögen des Schwefelkohlenstoffs ist für gelbes Licht bereits von mehreren Forschern bestimmt. Relative Bestimmungen über ein ausgedehntes Spektralgebiet liegen gleichfalls vor. Wendet man auf die bis jetzt erhaltenen Resultate die Formeln (6) und (7) an, so stimmt die Beobachtung mit der Rechnung für eine Eigenschwingung $\lambda_1 = 0{,}212\ \mu$ gut überein[2]). Die Bestimmungen der gewöhnlichen Dispersion der sichtbaren und ultravioletten Strahlen in Schwefelkohlenstoff von den Herren Martens[3]) und Flatow[4]) verlangen aber einen größeren Wert von λ_1, wenn man die Ketteler-Helmholtzsche Dispersionsformel für die Resultate anwendet. Herr Martens findet, daß Schwefelkohlenstoff eine Eigenschwingung bei

$$\lambda_1 = 0{,}21753\ \mu$$

besitzt und daß außer ihr noch eine andere bei kleinerer Wellenlänge vorhanden ist. Die Anwendung der von den Herren Rubens und Nicols erfundenen Methoden der Reststrahlen führt Herrn Flatow zu dem Schluß, daß die Eigenschwingung des Schwefelkohlenstoffs in der Nähe von $\lambda = 0{,}230\ \mu$ liegt. Somit ist keine ganz sichere Grundlage für das Gesetz der Rotationsdispersion von Schwefelkohlenstoff vorhanden.

Für jede Beobachtungsreihe wurde neuer, chemisch reiner, gut getrockneter und filtrierter Schwefelkohlenstoff benutzt. Die Vorversuche ausgeschlossen, wurden drei Reihen Beobachtungen ausgeführt; jede Beobachtung wurde wenigstens dreimal für jede Richtung des Stromes wiederholt. Die Temperatur des ein- und ausfließenden Kühlungswassers wurde für jede beobachtete Wellenlänge am Anfang und am Ende notiert. Die Temperaturen, bei welcher die definitiven Beobachtungen ausgeführt wurden, schwankten zwischen 12,4° und 14,9°. Sämtliche Beobachtungen sind auf die Temperatur 14° reduziert. Der Reduktionsfaktor wurde für das gelbe Licht in diesem Temperaturbereiche nach der Rodger-Watsonschen Reduktionsformel berechnet. Für die anderen Lichtstrahlen wurde der Reduktionsfaktor unter der Voraussetzung, daß die Drehung dem Gesetze $\omega = \frac{m}{\lambda^2}$ folgt, berechnet. Der benutzte Strom war 4,105 Amp. stark; die entsprechende Feldstärkenfläche S war 29789 cm². Die folgende Tabelle IV und das Diagramm Fig. 4 geben die beobachteten

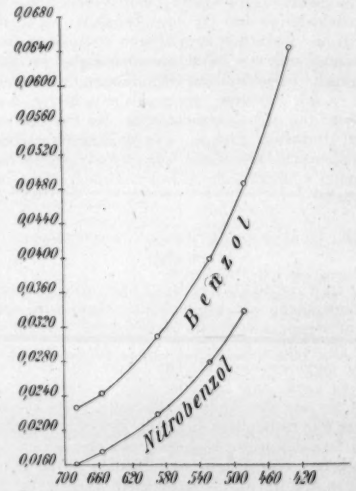


Fig. 4.

Resultate wieder. 2α ist die direkt bei der Umkehr des Stromes beobachtete Drehung des Analysators.

Tabelle IV.

λ/μ	2α	ω
0,687	29° 47,0′	0,029994′
0,656	32° 1,0′	0,033250′
0,589	42° 6,0′	0,042395′
0,527	55° 20,0′	0,055725′
0,518	57° 42,8′	0,058120′
0,486	67° 34,0′	0,068645′
0,431	92° 27,8′	0,093118′
0,420	98° 30,0′	0,099190′

1) St. Landau, diese Zeitschr. **9**, 417, 1908.
2) P. Drude, Lehrbuch der Optik, S. 396, 1906.
3) Martens, Ann. d. Phys. **6**, 603, 1901.
4) E. Flatow, Ann. d. Phys. **12**, 95, 1903.

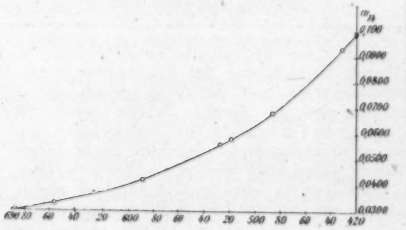


Fig. 3.

Die Resultate der einzelnen Beobachtungsreihen unterschieden sich voneinander sehr wenig. Der mittlere Fehler schwankte zwischen 0,1 Proz. und 0,2 Proz.

Die nachstehende Tabelle V enthält die von verschiedenen Autoren gefundenen Werte der Verdetschen Konstante der gelben Strahlen ($\lambda = 0{,}589\,\mu$) in Schwefelkohlenstoff, auf 18° reduziert und in Bogenminuten ausgedrückt.

Tabelle V.

Beobachter	$\omega'^{0{,}589}_{18}$
Becquerel	0,04520′
Quincke	0,04410′
Rodger u. Watson . .	0,04214′
Stoyanoff	0,04212′
Lord Rayleigh	0,04200′
Gordon	0,04530′

[Wenn das benutzte Amperemeter bei den Messungen bereits den später vorhandenen Fehler besessen haben sollte (s. S. 435), so würde die Stoyanoffsche Zahl um 0,5 Proz. zu vergrößern sein. V.]

Die Beobachtungen der Tabelle V habe ich zunächst unter der Annahme einer Absorption bei endlichem λ_1 und einer bei unendlich kleinem λ_1 berechnet, also die Formeln (6), (7) und (8) in der Gestalt

$$\omega_\lambda = \frac{1}{n_\lambda}\left(\frac{m}{\lambda^2} + \frac{m_1 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_1{}^2)^2}\right) \qquad (6')$$

usf. benutzt und dabei anschließend an die Messungen der gewöhnlichen Dispersion von Flatow $\lambda_1 = 0{,}288\,\mu$ gesetzt. Ich erhielt auf diese Weise für die relativen Drehungen ω', indem ich ω_λ für $\lambda = 0{,}527\,\mu$ gleich eins setzte, die folgenden Zahlen.

Tabelle VI.

λ/μ	ω' beob.	ω' ber. nach (6′)	ω' ber. nach (7′)	ω' ber. nach (8′)
0,687	0,538	0,538	0,538	0,538
0,656	0,597	0,598	0,597	0,797
0,589	0,761	0,762	0,764	0,765
0,527	1,000	0,992	0,995	0,995
0,518	1,041	1,035	1,038	1,041
0,486	1,221	1,213	1,216	1,220
0,431	1,671	1,671	1,671	1,671
0,420	1,780	1,796	1,799	1,794
m		+0,20130	+0,03933	−0,05855
m_1		+0,16648	+0,01045	+0,41826

Ferner habe ich die Beobachtungen der Tabelle V berechnet unter der Annahme der Wirkung zweier Absorptionen bei endlichen, und einer bei unendlich kleinen Wellenlängen, wodurch z. B. die Formel (6) die Gestalt annimmt

$$\omega_\lambda = \frac{1}{n_\lambda}\left(\frac{m}{\lambda^2} + \frac{m_1 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_1{}^2)^2} + \frac{m_2 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_2{}^2)^2}\right), \qquad (6'')$$

die anderen ähnlich. Indem ich λ_1 und λ_2 verfügbar ließ, erhielt ich die nachstehenden Zahlen für das relative Drehungsvermögen ω'.

Tabelle VII.

λ/μ	n_{14} interpol. nach Flatows Beobachtg.	ω' beobachtet	ω' ber. nach (6″)	ω' ber. nach (7″)	ω' ber. nach (8″)
0,687	1,6198	0,538	0,538	0,538	0,538
0,656	1,6232	0,597	0,597	0,597	0,594
0,589	1,6325	0,761	0,766	0,765	0,762
0,527	1,6453	1,000	1,000	1,000	1,000
0,518	1,6471	1,041	1,044	1,042	1,040
0,486	1,6576	1,221	1,222	1,221	1,220
0,431	1,6824	1,671	1,671	1,672	1,671
0,420	1,6891	1,780	1,782	1,794	1,796

Die Vergleichung der beiden Tabellen ergibt, daß die Formeln (6″), (7″) und (8″) keine sehr erhebliche Vergrößerung der Übereinstimmung gegenüber (6′), (7′), (8′) hervorbringen.

Wie wegen des relativ kleinen, der Beobachtung unterworfenen Bereichs zu erwarten, gaben die drei Formeln (6), (7), (8) so geringe Abweichungen voneinander, daß eine Entscheidung zwischen ihnen durch die vorliegenden Messungen nicht gegeben wird.

4. Beobachtungsresultate für Benzol und Nitrobenzol. Die nachstehende Tabelle VIII und das Diagramm Fig. 4 enthalten die beobachteten elektromagnetischen Drehungen der Polarisationsebene des Lichts und die Verdetschen Konstanten von Benzol und Nitrobenzol. Bei diesen Beobachtungen war der benutzte Strom 3,985 Amp. stark, die entsprechende Feldstärkenfläche $S = 28919\ \mathrm{cm}^2$.

Tabelle VIII.

	Benzol $t = 16°$		Nitrobenzol $t = 17°$	
λ/μ	2α	ω	2α	ω
0,687	21° 41′	0,02248′	15° 27′	0,01603′
0,656	23° 17′	0,02417′	16° 50′	0,01746′
0,589	29° 42′	0,03081′	21° 2′	0,02182′
0,527	38° 12′	0,03973′	26° 53′	0,02787′
0,486	46° 50′	0,04858′	32° 37′	0,03382′
0,431	62° 4′	0,06439′		

Tabelle IX.

λ/μ	n nach Weegmann	ω'	ω' ber. nach (6′)	ω' ber. nach (7′)	ω' ber. nach (8′)
0,687		0,566			
0,656	1,4966	0,608	0,608	0,608	0,608
0,589	1,5014	0,775	0,773	0,778	0,773
0,537		1,000			
0,486	1,5133	1,223	1,223	1,223	1,223
0,431		1,620			
m			−0,0933	+0,3541	−0,2090
m_1			+0,2492	+0,0140	+0,5579

Die Tabelle IX enthält die beobachteten

und berechneten relativen Drehungen in Benzol. $\lambda_1 = 0{,}175\,\mu$ ist die berechnete Wellenlänge der Eigenschwingung.

Auch hier ist ein merklicher Unterschied in den Angaben der verschiedenen Formeln (6), (7), (8) nicht erkennbar.

Sofia, im Februar 1909.

(Eingegangen 9. Juni 1909.)

Ein Satz aus der Theorie magnetischer Feldwirkung.

Von W. Voigt.

Die Untersuchungen, über die in der vorstehenden Abhandlung berichtet wird, gaben mir die Veranlassung zur Bestimmung der magnetischen Kraft, welche ein dünnes zylindrisches Rohr aus schwach magnetisierbarem Material in einem Magnetfeld erfährt, das symmetrisch rings um die Rohrachse verteilt, sonst aber nur durch die Bedingung der Existenz eines Potentiales beschränkt ist. Ich kam dabei auf einen sehr einfachen und eleganten Satz, der meines Wissens noch nicht bekannt ist und daher vielleicht die Mitteilung verdient.

Wenn ein Potentialfeld wirksam ist, so hat die erregte Magnetisierung die Eigenschaft, mit einer Oberflächenbelegung von der Dichte σ äquivalent zu sein, wobei

$$\sigma = +kN$$

unter k die Magnetisierungskonstante des Körpers, unter N die Komponente der magnetisierenden Feldstärke nach der äußeren Normale verstanden. Besitzt das äußere Feld eine Komponente Z_a parallel der Z-Achse, so ist die Gesamtkraft, welche der magnetisierte Körper in der gleichen Richtung erfährt,

$$K = k\int N Z_a\, do\,, \qquad (1)$$

das Integral über die ganze Oberfläche des Körpers genommen.

Zugleich gelten, wenn das Feld nur von äußeren Magnetismen oder Strömen herrührt, zwischen seinen Komponenten Z parallel und Y normal der Z-Achse innerhalb des Körpers die Beziehungen

$$\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{y} = 0\,, \quad \frac{1}{y}\frac{\partial yY}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0\,; \qquad (2)$$

dabei soll y den Radiusvektor von der Z-Achse aus darstellen.

Handelt es sich nun um ein dünnwandiges zylindrisches Rohr vom Radius b und der Dicke c, so nimmt der Ausdruck für K, wenn man die Grundflächen mit (0) und (1), die Mantelflächen mit (i) und (a) unterscheidet, die Form an

$$K = 2\pi k b c \left\{ (ZZ_a)_i - (ZZ_a)_a + \int_{(0)}^{(1)} \left(\frac{\partial (yYZ_a)}{y\,\partial y} \right)_{y=b} dz \right\}. \qquad (3)$$

oder, da die Indizes a und i sich auf die zwei Flächen im kleinen Abstand c beziehen, auch

$$K = 2\pi k b c \left\{ (ZZ_a)_i - (ZZ_a)_a + \int_{(0)}^{(1)} \left(\frac{\partial (yYZ_a)}{y\,\partial y} \right)_{y=b} dz \right\}. \qquad (4)$$

Weiter ist aber nach (2)

$$\frac{\partial (yYZ_a)}{y\,\partial y} = \frac{Z_a}{y}\frac{\partial yY}{\partial y} + Y\frac{\partial Z_a}{\partial y} = -Z_a\frac{\partial Z}{\partial z} + Y\frac{\partial Y_a}{\partial z} \qquad (5)$$

Handelt es sich, wie wir annehmen wollen, um schwache Magnetisierbarkeit, so ist merklich $Z = Z_a$, $Y = Y_a$, und wir erhalten aus (4) und (5)

$$K = \pi k b c\,[(Z_1^2 - Z_0^2) + (Y_1^2 - Y_0^2)]\,,$$

oder, wenn wir die gesamte Feldstärke $R^2 = Z^2 + Y^2$ einführen,

$$K = \pi k b c\,(R_1^2 - R_0^2)\,. \qquad (6)$$

Die auf den Zylinder wirkende Gesamtkraft ist hiernach nur von denjenigen Feldstärken abhängig, die auf seine beiden Endquerschnitte wirken, wobei auch deren Richtung ohne Einfluß ist.

Wenn die Feldstärke parallel der Zylinderachse wirkte, so würde jede Grundfläche die Gesamtkraft $+2\pi k b c R^2$ erfahren; hiermit erhält jedes Glied des Ausdrucks (6) für K eine einfache Deutung.

Göttingen, im März 1909.

(Eingegangen 9. Juni 1909.)

Über die Grenze der Leistungsfähigkeit der Thermoelemente.

Von K. E. F. Schmidt.

Die Empfindlichkeit der Thermoelemente hat durch die Fortschritte, welche die Technik der Herstellung dünner Drähte gemacht hat, erhebliche Erweiterungen erfahren; so gibt Brandes[1]) an, daß er bei Anschluß eines aus Konstantan-Eisen bestehenden Elementes an ein Zeigergalvanometer, das pro 1^0 3×10^{-7} Ampere anzeigte, noch Stromstärken gemessen hat, welche $2{,}1 \times 10^{-3}$ betrugen. Die beiden Drähte waren 0,02 mm dick.

Es schien mir möglich, durch Verwendung noch feinerer Drähte, wie sie inzwischen durch

1) Diese Zeitschr. **8**, 503, 1905.

die Firma Hartmann & Braun angefertigt worden sind, durch Wahl anderer Drahtmaterialien und durch möglichste Vergrößerung der Länge der dünnen Drähte, sowie endlich durch Anordnung von Lötstellen von möglichst geringer Ausdehnung eine weitere merkliche Erhöhung der Empfindlichkeit zu erzielen.

Ich habe daher einen meiner Schüler veranlaßt, auf Grundlage der genannten Überlegungen eine systematische Untersuchung vorzunehmen und es hat sich ergeben, daß wir in einem auf das äußerste evakuierten Element aus Manganin — Konstantan-Drähten, deren Dicke 0,0154 mm, deren Länge je ca. 2 cm betrug, ein Element besitzen, dessen Empfindlichkeit wohl das augenblicklich erreichbare Maximum darstellt. Solche Elemente ermöglichen bei Anschluß an ein Spiegelgalvanometer mittlerer Empfindlichkeit[1]) noch Ströme von etwa 89×10^{-6} Amp. zu messen. Nach § 5 der unten folgenden Mitteilung des Herrn Knopp würde eine Verminderung des Drahtdurchmessers um 0,001 mm die Messung von $89 - 16{,}5 = 72{,}5 \times 10^{-6}$ Amp. zulassen, d. h. es ergäbe sich eine Zunahme der Empfindlichkeit von $16{,}5 \times 10^{-6}$ [2]) für jedes $^1/_{1000}$ mm Abnahme der Drahtdicke.

Nach den Mitteilungen des Herrn Professor Hartmann ist es einstweilen technisch unmöglich, noch weiter in der Verminderung des Durchmessers zu gehen, so daß bei Thermoelementen 0,0001 Amp. (rund) augenblicklich die Meßgrenze für Arbeiten mit schnellen elektrischen Schwingungen darstellen dürfte[3]).

1) Deprez d'Arsonval-System (Siemens & Halske) $w = 200$ bzw. 30 Ω; Empfindlichkeit 250×10^{-10} Ampere pro 1 sc bei 1000 sc Skalenabstand. Für die Benutzung der Thermoelemente und Barretter zum Studium der elektrischen schnellen Schwingungen hat sich dieser Galvanometertyp besonders gut bewährt. Empfindlichere Galvanometer würden die oben angeführte Grenzzahl noch verkleinern, haben sich aber bei den auf meinen Stationen ausgeführten Arbeiten nicht bewährt.

2) Ob das in Fig. 7 hervortretende Proportionalitätsgesetz für noch dünnere Drähte gültig bleiben wird, ist mir auf Grund der neuesten Untersuchungen in meinem Laboratorium fraglich geworden.

3) Ich möchte nicht verfehlen, Herrn Prof. Hartmann und dem von ihm geleiteten Institut (Hartmann & Braun, Frankfurt a. M.) meinen herzlichsten Dank für das große Entgegenkommen auszusprechen, das er mir bei der Anfertigung der dünnen Drähte erwiesen hat; besonders einige der Stahlnickellegierungen konnten nur unter Aufwand der äußersten Anstrengungen und Benutzung der vollkommensten technischen Hilfsmittel zu so dünnen Drähten gezogen werden.

Das Material für diese Drähte hatte mir Herr Professor Guilleaume-Paris in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm auch an dieser Stelle verbindlichst danken möchte.

Den Konstantandraht in verschiedenen Legierungen ließ F. A. Lange, „Auerhammer" bei Aue i. S., auf meinen Wunsch besonders anfertigen; ich danke auch dieser Firma bestens für ihre Mühewaltung.

Halle a. S., Mai 1909.

(Eingegangen 5. Juni 1909.)

Untersuchungen an Thermoelementen[1]).

Von O. Knopp.

Gebrauchte Abkürzungen:

C = Empfindlichkeitsfaktor.

G_v = Konstante des Spiegelgalvanometers $= 2{,}24 \cdot 10^{-8}$.

i = Stromstärke.

e_ϑ = thermoelektrische Kraft.

α = Ausschlag des Spiegelgalvanometers.

Thermoindikator = Thermoelement.

FN = Symbol für Eisennickel; Co = Konstantan.

ω_ϑ = Widerstand der Lötstelle.

p = eine durch den Peltiereffekt bestimmte Größe.

d = Drahtdicke.

Geht eine bestimmte Strommenge i durch ein Thermoelement, so entsteht in einem an das Element angeschlossenen Galvanometer ein bestimmter Ausschlag α_1, der gegeben ist durch die thermoelektrische Kraft e_ϑ, vermehrt um eine Spannung $(\omega_\vartheta \pm p)\, i$ — wobei ω_ϑ der Widerstand der Lötstelle, p eine durch den Peltiereffekt bestimmte additiv oder subtraktiv hinzutretende, nicht konstante Größe ist. Dieselbe Strommenge i in entgegengesetzter Richtung gibt einen anderen Ausschlag α_2, der bestimmt ist durch e_ϑ, jedoch vermindert um die Größe $(\omega_\vartheta \pm p)\, i$. Wir erhalten also folgende beiden Beziehungen:

$$\alpha_1 = \varepsilon_\vartheta + i(\omega_\vartheta \pm p),$$
$$\alpha_2 = \varepsilon_\vartheta - i(\omega_\vartheta \pm p),$$

hieraus

$$e_\vartheta = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} = \alpha; \quad \omega_\vartheta \pm p = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2i}.$$

Die Größe $(\omega_\vartheta \pm p)$ wird uns später wegen ihres interessanten Verhaltens noch näher beschäftigen.

Aus α läßt sich die thermoelektrische Kraft durch Multiplikation mit der Konstanten des Spiegelgalvanometers G_v leicht bestimmen.

Um einen Vergleich zwischen der Empfindlichkeit der einzelnen Thermoindikatoren ziehen zu können, wollen wir analog wie Brandes[2]) den Empfindlichkeitsfaktor C[3]) als Vergleichsmittel wählen und ihn definieren als

$$C = \frac{i}{\sqrt{\alpha}},$$

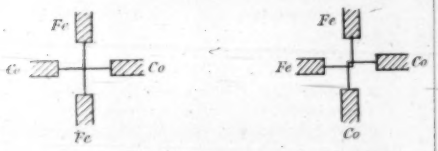
d. h. wird α größer, so wird bei gleicher Stromintensität C kleiner. Je kleiner also unser Empfindlichkeitsfaktor, um so größer ist die Empfindlichkeit des Thermoindikators.

1) Mitteilung der physikalischen Versuchsstation Halle a. S.-Crollwitz, Nr. 15. Auszug aus einer Hallenser Dissertation 1909.

2) Diese Zeitschr. **6**, 503, 1905.

3) C ist für viele Drähte abhängig von der Stromstärke.

Zunächst habe ich der bisherigen kreuzweise verschlungenen Lötung der Drähte eine direkte kreuzweise Lötung vorgezogen. Einmal haben diesbezügliche Untersuchungen ergeben,



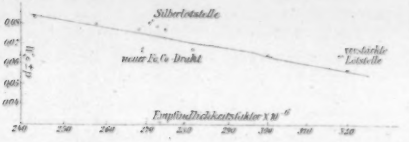
daß wir bei direkter kreuzweiser Lötung für eine praktische Untersuchung und Vergleichung der Thermoelemente regelmäßigere Lötstellen erzielen, ferner aber wird die Masse des Lötzinns auf ein Minimum beschränkt.

Durch Evakuieren bekam ich durchschnittlich eine 6fache Vergrößerung der Empfindlichkeit gegenüber dem lufterfüllten Raume, während Brandes eine 18fache, Voege[1]) eine 10fache Steigerung der Empfindlichkeit durch Evakuieren konstatieren. Dies erklärt sich daraus, daß beim Evakuieren das Element mit der größeren Lötmasse an Empfindlichkeit mehr als das mit kleinerer gewinnt, da die Wärmeableitungs- und Ausstrahlungsfläche in dem ersteren Falle merklich größer ist.

§ 1. Einfluß des Widerstandes der Lötstelle auf die Empfindlichkeit der Thermoelemente.

Eine wichtige Aufgabe war es, den Zusammenhang zwischen $(\omega_0 + \rho)$ und C zu untersuchen.

In der nachstehenden graphischen Darstellung (Fig. 1) habe ich diese Beziehung bei



$\omega_0 + \rho$ als Funktion des Empfindlichkeitsfaktors bei *Fe-Co*-Elementen. ($d = 0{,}0208$ mm.)

Fig. 1.

einer Stromintensität $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ Amp. gegeben. Die Vergleichung der Indikatoren wurde durchgeführt bei Eisen-Konstantan-Elementen ($d = 0{,}0208$ mm).

Wir sehen, daß wir eine lineare Beziehung erhalten und zwar derart, daß bei wachsendem $(\omega_0 + \rho)$ die Empfindlichkeit des Thermoindikators zunimmt.

1) Voege, Elektr.-Tech. Z. 1906, S. 467.

§ 2. Untersuchungen von Metallen und Legierungen nebst Aufstellung verschiedener Spannungsreihen.

Weiterhin wurden verschiedene Metalle und Metallegierungen auf ihre thermoelektrische

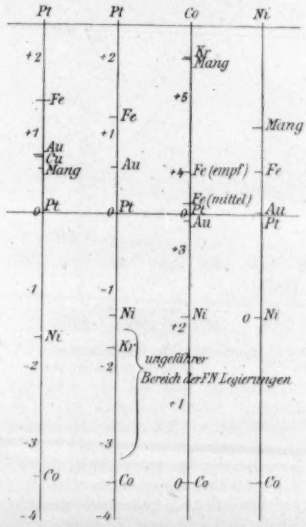
Angabe der Metalle der Thermoind.	C i. Vak.	$\omega_0 + \rho$ i. Vak.	Mittelwert von C	reziproker Wert von C a. 1000 bez.	Bemerkungen
Kruppin-*Co*	189,8	0,0457			$\omega_0 + \rho$ bei
„	174,4	0,056	181,5	5,53	$i = 3322 \cdot 10^{-6}$
„	182,7	0,048			$d = 0{,}0208$ mm
„	184,3	0,048			
Mang-Co[1])	180,6	0,0995			
„	185,9	0,0995	182,0	5,52	
„	198,8	0,0695			
„	174,1	0,085			neuer Draht
„	175,8	0,087			
Ni-Co	4499,	0,00786	435,3	2,3	
„	420,6	0,00691			
FeCo	243,5	0,0846			empfindlichste Silberhartlötstelle unempfindlichste (s. Fig. 1.)
„	270,8	0,067	275	3,64	
„	320,3	0,057			
AuCo	295,5	0,049			
„	309,0	0,0491	303,8	3,3	
„	307,0	0,0458			
Mang-Ni	401,0	0,0195			
„	398,0	0,0198			
„	382,9	0,0182	399,0	2,50	
„	381,7	0,0178			
„	408,4	0,0165			
„	398,0	0,0167			
Au-Pt	1600	0,00275	1680	0,60	
„	1760	0,00275			
Pt-Kruppin	524,1	0,008			bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ da $C = f(i)$
„	620,4	0,0082			
Fe-Pt	853,5	0,0064	819	1,23	
„	784,6	0,00533			
Fe-Ni	609,3	0,026		1,64	
PtCo	286,2	0,0438		3,5	
PtNi	755,1	0,00691		1,33	
Au-Ni	745,0	0,0114		1,34	
Fe-Mang	546,0	0,0195			
Au-Mang	2800	0,00081			
„	2540	—	2633		
„	2560	0,00061			
Kr-Kr	1807	0,00223	1792		
„	1777	—			
Mang-Kr	285,1	0,00718			$C = f(i)$ angegeben bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ mit wachsend. i wird die Empfindlichkeit geringer
„	339,4	0,00415			
„	350,1	0,00405			
„	303,9	0,00556			
„	280,4	0,00749			
Mang-Pt	993,3	0,0030			$C = f(i)$ angegeben bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ mit wachsend. i wird das Element empfindlicher
„	930,0	0,0000			
„	1000	0,00044			

1) *Mang* = Manganin, *Kr* = Kruppin.

Spannung gegeneinander im Vakuum untersucht, um eventuell eine empfindlichere Kombination als *Fe-Co* zu bekommen. Die *Cu-Ni* und Eisennickellegierungen werden späterhin gesondert behandelt.

Es sei zunächst eine tabellarische Zusammenstellung gegeben.

Übersichtlich kann man die aus der Tabelle gewonnenen Zahlen graphisch darstellen, indem die reziproken Werte der Empfindlichkeitsfaktoren auf einer Geraden abgetragen werden (Fig. 2).



Übersicht der Spannungsreihen gegen *Pt*, *Co*, *Ni*. 1. Reihe nach den Tabellen von Landolt und Börnstein. S. 776. (1905.)

Fig. 2.

Als Vergleich ist in der Figur zuerst eine Spannungsreihe angegeben, die ich den Tabellen von Landolt-Börnstein (1905, S. 766) entnommen habe. Dort ist die Thermokraft bei 100° gegen *Pt* angegeben; die mit 10^4 multiplizierten Voltzahlen sind aufgetragen.

Manganin (Mang)	0,00057 Volt
Kupfer	0,00072 „
Gold	0,00074 „
Eisen	0,00145 „
Nickel	−0,00162 „
Konstantan . .	−0,00344 „

Wir sehen, daß die von mir festgestellten Werte in der Spannungsreihe gegen Platin ganz gut mit der oben angegebenen übereinstimmen.

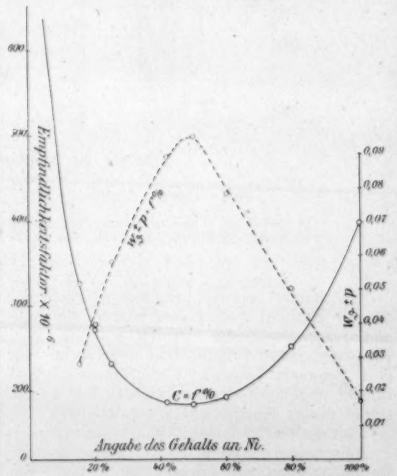
Merkwürdig sind in ihrem Verhalten die *Mang-Pt*, *Pt-Kr* und *Mang-Kr*-Elemente. Wir finden hier für C keine Konstante, sondern C als $f(t)$. Wir werden uns später mit diesen Elementen noch näher beschäftigen.

Ebenfalls ergibt sich aus der Tabelle, daß sowohl Kruppin wie Manganin gegen Konstantan eine erheblich größere Empfindlichkeit als *Fe-Co* zeigen. Von beiden verdient das Manganin den Vorzug, da es sich leichter zu dünnem Draht ausziehen läßt und Manganin nicht so leicht oxydiert.

§ 3. Abhängigkeit der thermoelektrischen Kraft der Legierungen von ihrer prozentualen Zusammensetzung.

1. Kupfer-Nickellegierungen.

Sie wurden gegen Manganin untersucht. Es ergab sich folgende Abhängigkeit (Fig. 3).



C als Funktion der Prozent-Zusammensetzung bei den *Cu-Ni*-Legierungen, genommen gegen Manganin.

Fig. 3.

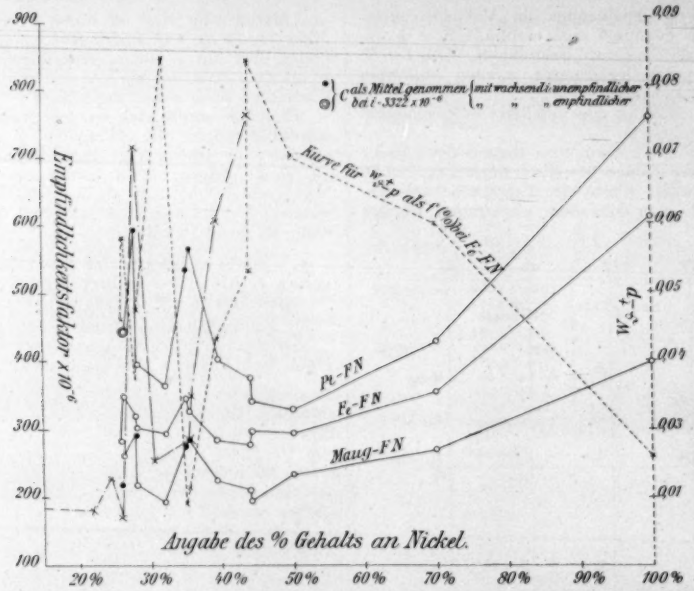
Hinweisen möchte ich besonders bei dem Verlauf der beiden Funktionen $C = f(\%)$ und $(\omega_\vartheta + \rho) = f(\%)$ auf die enge Verknüpfung dieser beiden Beziehungen. Bei dem Maximum der Empfindlichkeit haben wir auch das Maximum der Größe

$$(\omega_\vartheta + \rho).$$

2. Eisen-Nickellegierungen.

Viel komplizierter sind diese beiden Funktionen bei den Eisen-Nickellegierungen [1]).

1) Die Drahtstärke war $d = 0{,}0206$ mm, nur die 35 proz.



a) Einfluß der Prozent Zusammensetzung des Nickelstahls auf die thermoelektrische Empfindlichkeit.
b) Einfluß der Prozent Zusammensetzung auf die Größe $(w_0 + p)$. ←·— e_0-Kurve von Steinmann.

Fig. 4.

Untersucht wurden die Eisen-Nickellegierungen (Symbol *FN*) gegen Eisen, Manganin und Platin und zwar wurden jedesmal zwei Elemente jeder Kombination untersucht, um eine genauere Lage der verschiedenen Legierungen gegeneinander zu fixieren. Die Drahtstärke dieser Metalle war $d = 0{,}0208$ mm.

Es ergab sich folgende Abhängigkeit (Fig. 4):

Wir sehen, daß wir hier keine einfache Beziehung erhalten. Minimale Änderungen des Gehalts an *Ni* — z. B. von 0,1 Proz. von 27,9 Proz. auf 28 Proz. — können eine erhebliche Änderung der thermoelektrischen Kraft bedingen [1]).

In der Fig. 4 ist noch der Verlauf der Funktion $(w_0 + p)$ für Eisen gegen Eisennickel angegeben. Es fällt ebenfalls wie bei den Konstantanlegierungen das Optimum des Empfindlichkeitsfaktors mit dem Maximum des $(w_0 + p)$ zusammen.

Auch bei den Eisennickellegierungen finden wir bei manchen Elementen $C = f(i)$; zur besseren Orientierung geben wir deshalb noch eine Gesamtübersicht der *FN*-Legierungen gegen die Vergleichsmetalle *Fe*, *Mang* und *Pt*.

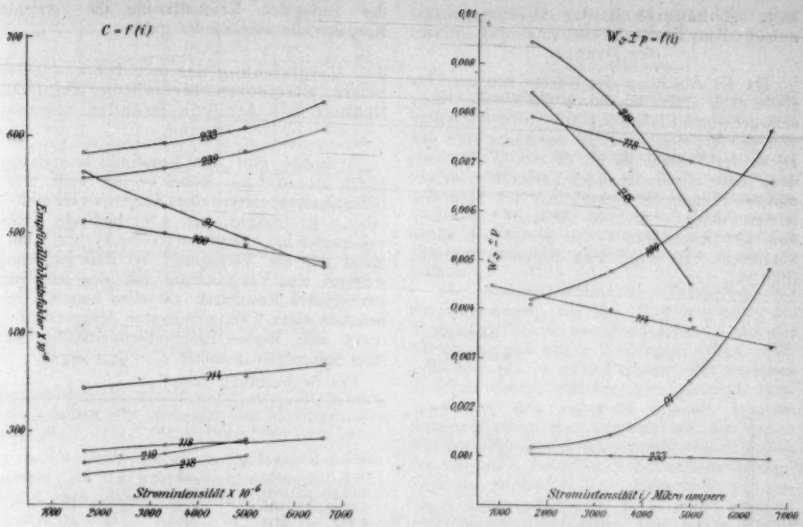
Übersicht über die Zusammenstellung der *FN*-Legierungen gegen *Fe*, *Mang*-*Pt*.

Angabe der % *Ni*	$C \cdot 10^{-6}$ geg. *Fe*	$C \cdot 10^{-6}$ geg. *Mang*	$C \cdot 10^{-6}$ geg. *Pt*	Bemerkungen
25,8	283,6	218,3 ●	445,3 ●	} *C* als Mittel bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$
26,2	349,5	262,1	443,6 ⊙	
27,9	323,9	292,2 ●	591,9 ●	
28,0	302,6	219,4	395,6	} ● mit wachs. *i* unempfindlicher ⊙ mit wachs. *i* empfindlicher
32,0	294,4	194,5	364,1	
35,0	345,8	275,7 ●	535,0 ●	
35,5	327,6	284,0 ●	566,3 ●	
39,4	283,9	226,6	401,5	
44,0	277,7	210,5	375,5	
44,2	297,5	194,3	340,1	
50,0	294,1	233,0	329,8	
70,0	354,1	267,1	427,3	
Kruppin		311,8 ●	570,0 ●	

und 50proz. Zusammensetzung war 0,0208 mm. Diese geringe Abweichung wurde als unwesentlich bei der Zusammenstellung nicht berücksichtigt.

$f(\%)$ = Funktion des %-Gehaltes an *Ni*.

1) Siehe Steinmann, Compt. rend. **130**, 1300—1303, 1900. Die von Steinmann gefundene Kurve ist durch —·— in Fig. 4 eingetragen. Sie gibt die thermoelektrische Kraft *Fe*-*Ni* gegen Blei. S. a. Belloc, Compt. rend. **134**, 105—106.



Zusammenstellung von Elementen, bei denen $C = f(i)$

Ch. 100. *FN* 35 Proz.-*Ni*. *Ch*. 118. *Mang-Kr*. *Ch*. 233. *Pt-FN* 27,9 Proz. *Ch*. 219. *Mang-FN* 35,5 Proz.
Ch. 91. *FN* 50 Proz.-*Ni*. *Ch*. 114. *Mang-Kr*. *Ch*. 218. *Mang-FN* 35 Proz.

Fig. 5 und 6.

Während wir bei den Thermoindikatoren *FN-Fe* *C* als konstant finden — wenigstens in dem von mir untersuchten Bereiche von $i = 1000 \cdot 10^{-6}$ bis $8000 \cdot 10^{-6}$ Amp. — finden wir $C = f(i)$ für *FN-Mang* und *FN-Pt* bei denselben prozentualen Zusammensetzungen. Am ausgesprochensten treten diese Funktionen bei 27,9 Proz., 35 Proz. und 35,5 Proz. auf.

In der nachfolgenden Tabelle sind noch einige Kombinationen für Eisennickellegierungen untereinander angegeben:

Angabe der Metalle	$C \cdot 10^{-6}$	$\omega_\vartheta \pm p$ bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$	Bemerkungen
FN 70% - *Co*	545,2	0,00317	⊙ $C = f(i)$ mit wachs. i Empfindlichkeit größer
FN 35% - *FN* 44,2%	201,8	0,0567	
FN 70% - *FN* 44,2%	459,8	0,056	
⊙ *FN* 35% - *Ni*	520,1	0,00192	
FN 50% - *Ni*	574,6	—	
FN 35% - *Co*	178,2	0,0521	
⊙ *FN* 50% - *Co*	528,2	0,00145	
⊙ "	459,3	0,00132	
⊙ "	457,7	0,00186	
FN 35% - *FN* 50%	218,1	0,0266	
⊙ *FN* 35% - *Ni*	507,5	0,00482	
⊙ "	501,9	0,00482	

§ 4. Betrachtungen über $(\omega_\vartheta \pm p)$.

Wir haben bisher gesehen, daß unsere thermoelektrische Kraft mit der Größe $(\omega_\vartheta \pm p)$ im engsten Zusammenhang stand.

Verfolgen wir diesen Zusammenhang bei den vorhin erwähnten Elementen, bei denen wir C als $f(i)$ finden. In Fig. 5 und 6 sind für einige Elemente die beiden Funktionen $C = f(i)$ und $(\omega_\vartheta \pm p) = f(i)$ nebeneinander aufgetragen.

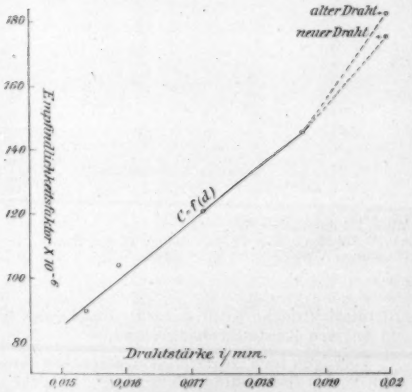
Wir sehen, daß bei den Chiffern 91, 100 mit wachsendem i ein starkes Fallen der Kurve, also eine Verbesserung der Empfindlichkeit, verbunden ist. $(\omega_\vartheta \pm p)$ zeigt bei diesen Elementen ein rapides Ansteigen.

Bei den Thermoindikatoren, bei denen wir bei wachsendem i eine geringere Empfindlichkeit bekommen, sehen wir, daß auch die Größe $(\omega_\vartheta \pm p)$ kleiner wird.

Daraus aber geht unzweifelhaft hervor, daß wir es bei dieser Größe keineswegs allein mit einem inneren Widerstande der Lötstelle zu tun haben, sondern daß dieser Widerstand noch eng verbunden ist mit einer Größe, die ihrerseits abhängt von dem Peltiereffekt, denn eine andere Größe kann hier nicht in Frage kommen. Es ist deshalb auch von vornherein die Größe als $(\omega_\vartheta \pm p)$ bezeichnet.

§ 5. Abhängigkeit der thermoelektrischen Empfindlichkeit von der Dicke der Drähte.

Da die Ableitung der Wärme von der Lötstelle nach außen hin durch die Drähte einen schwächenden Einfluß haben muß, der abhängt von der Art des Materials, der Länge und der Dicke der Drähte, so ist es von Wichtigkeit, auch diese abschwächenden Faktoren einer genaueren Prüfung zu unterziehen. Ich habe den letzten Faktor — also die Abhängigkeit des C von der Drahtstärke — bei *Mang-Co*-Drähten untersucht. Es ergab sich folgendes Resultat (Fig. 7).



C als Funktion der Drahtstärke.

Fig. 7.

Diese Drahtstärken waren sämtlich aus demselben Draht gezogen; das ist nach § 4 besonders wichtig.

Es ergab sich eine nahezu lineare Beziehung. Die Punkte wurden nach je 6facher Vergleichung der Thermoindikatoren für jede Drahtstärke festgelegt.

Ob diese lineare Beziehung auch für einen größeren Bereich zutreffend ist, läßt sich aus diesen Daten noch nicht ersehen. Auf jeden Fall zeigt uns der Verlauf der Kurve, daß wir durch weiteres Ausziehen der Drähte die Empfindlichkeit noch erheblich vergrößern können.

Um die Masse des Lötzinns auf ein Minimum zu beschränken, habe ich versucht, die Kontaktstelle elektrolytisch herzustellen. Die hierbei erreichten Empfindlichkeiten waren ungefähr dieselben wie bei der Lötung. Technisch sind derartige Elemente jedoch wertlos, da bei der geringsten Erschütterung die verzinnte Kontaktstelle auseinander geht.

§ 6. Vergleichung der mit den beschriebenen Elementen erreichten Empfindlichkeit mit der von Brandes angegebenen.

Brandes gibt den Empfindlichkeitsfaktor gleich $2{,}1 \cdot 10^{-3}$ an, wobei er sich statt eines Spiegelgalvanometers eines Zeigergalvanometers ($G = 3 \cdot 10^{-7}$ Amp. pro 1^0) bediente. Ein nahezu gleiches Instrument ($G = 2{,}85 \cdot 10^{-7}$ Amp.) stand mir zur Verfügung, so daß ich ohne weiteres eine Vergleichung mit den von uns gewonnenen Resultaten anstellen konnte. Ich benutzte einen Thermoindikator *Mang-Co* ($d =$ 0,015 mm), dessen Empfindlichkeitsfaktor bei dem Spiegelgalvanometer $C = 94{,}1$ ergab.

Die Beobachtung zeigte:

α	$i \cdot 10^{-6}$	$C = \frac{i}{\sqrt{\alpha}} \cdot 10^{-6}$	
+ 7,75	1245	447,1	Mittel $C_K = 451{,}3 \cdot 10^{-6}$
+13,53	1661	451,2	
+22,15	2076	441,2	
+30,7	2491	449,5	
+41,4	2906	452,7	
+53,65	3322	453,5	

Angabe von Brandes:

α	$i \cdot 10^{-6}$	$C = \frac{i}{\sqrt{\alpha}}$	
9,5	65	0,0021	Mittel $C_B = 2100 \cdot 10^{-6}$
12,2	72	216	
26,5	98	21_6	
40,9	111	21_0	
40,9	137	21_4	
54,5	159	21_5	
64,7	170	21_1	

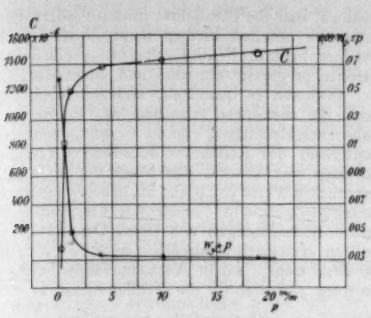
$$C_B = 2{,}1 \cdot 10^{-3}$$
$$C_K = 0{,}45 \cdot 10^{-3},$$

das von mir benutzte Element ist also 4,68mal empfindlicher. Nun ist dieses Element nicht mein empfindlichstes. Der kleinste Empfindlichkeitsfaktor war 86,2, so daß mein bester Thermoindikator 5mal so empfindlich ist als das Brandessche Element.

§ 7. Einfluß des Gasdruckes und der Temperatur auf die Empfindlichkeit des Thermoelementes.

1. Die Untersuchung über den Einfluß des Gasdruckes ergab nebenstehende Beziehung (Fig. 8).

Besonders möchte ich wieder auf den interessanten Verlauf der Kurve für die Abhängigkeit des $(\omega_s + p)$ vom Gasdruck hinweisen. Bei

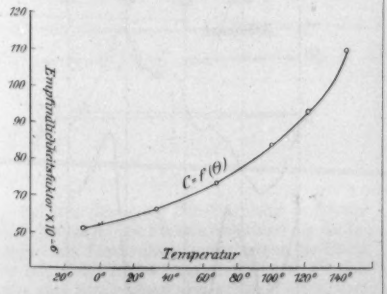


C und $\omega_\vartheta \pm p$ als Funktion des Gasdrucks.

Fig. 8.

der größten Empfindlichkeit des Thermoindikators haben wir auch hier das Maximum von $(\omega_\vartheta \pm p)$.

2. Die Betrachtung des Einflusses der Temperatur auf die Empfindlichkeit ergab die in Fig. 9 angegebene Funktion $C = f(\vartheta)$.



Einfluß der Temperatur auf die Empfindlichkeit des Thermoindikators.

Fig. 9.

Die Empfindlichkeit nimmt ab mit wachsender Temperatur.

Anmerkung: Zur Beobachtung der letzten Funktion wurde ein anderes Spiegelgalvanometer benutzt, so daß die angegebenen Werte nur relativen Wert haben.

Halle a. S., im Mai 1909.

(Eingegangen 5. Juni 1909.)

Leitungsstrom und Schwankungen des elektrischen Feldes in der Nähe der Erdoberfläche.

Von D. Smirnow.

Die Feldintensität im täglichen Gange der Luftelektrizität ändert sich in der Höhe von 300 Meter manchmal in entgegengesetztem Sinne wie bei der Erdoberfläche (s. Fig. 1)[1]. Es ist daher sehr begreiflich, die Erklärung für die Schwankung der Feldintensität im periodischen Auftreten von freien elektrischen Ladungen in der Luft oder in periodischen Wanderungen derselben aus einer Schicht in eine andere zu suchen.

Die aktinoelektrische Wirkung der Sonnenstrahlung, die sog. Bodenatmung im Sinne der Theorie von Prof. Ebert, und der Staub können solche Ladungen geben, aber außerdem gibt es noch Faktoren, die dieselben Resultate durch Scheidung der positiven Luftionen von den negativen ergeben können: Kondensation des Wassers auf den Ionen (bei der Wirkung der Schwerkraft) und Störung des vertikalen elektrischen Leitungsstromes infolge des Auftretens einer Luftschicht von geringer Leitungsfähigkeit (d. h. einer feuchten oder staubigen Schicht). Der letzte Faktor muß, wie es mir scheint, eine sehr bedeutende Rolle spielen, nicht nur im täglichen Gange des Potentialgefälles an heiteren Tagen, sondern überhaupt bei allen Schwankungen dieses Elementes; man denke nur an die Größe des Leitungsstromes: die Elektrizitätsmenge, welche durch 1 cm² in einer Sekunde hindurchgeht (8×10^{-7} elektrostat. Einh.) ist schon mit der Elektrizitätsmenge in 1 cm³ vergleichbar, bei der die Feldintensität sich nach dem Gesetz von Poisson um 30 $\frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$ pro jeden Meter ändern muß.

Im vorigen Jahre[2]) habe ich folgende Erklärung der einfachen täglichen Welle des Potentialgefälles (Minimum nachts, Maximum nachmittags) gegeben. Abends, während der Abkühlung des Bodens, bildet sich zuerst eine sehr dünne Schicht feuchter Luft, die für die atmosphärischen Ionen schwer durchdringlich ist, daher müssen sich unmittelbar am Boden über dieser Schicht positive Ionen ansammeln, die eine Schicht positiver Massen, gleichsam einen Schirm gegen die äußere Umgebung bilden; über diesem Schirme muß die Feldintensität abnehmen und zwar gleichzeitig in der Höhe des Eiffelturmes und unten.

Bei dieser Betrachtung muß man folgende zwei Sätze im Auge behalten: a) Wenn aus dem

1) Täglicher Gang des Feldes in Paris, unten und auf dem Eiffelturm, nach A. Chauveau.

2) „Über den täglichen Gang des Potentialgefälles", diese Zeitschr. **9**, 337, 1908.

angeführten Grunde sich an der Erdoberfläche eine positive Ladungsschicht bildet, so wird deshalb allein die Gesamtsumme der positiven Elektrizität über dem Erdboden nicht größer, da eine entsprechende Zahl von negativen Ionen höher gehoben wird und einen Teil der höher befindlichen positiven Luftladungen neutralisiert; b) wenn die positive Ladungsschicht (oder ein Teil derselben) sich der Erdoberfläche nähert oder von ihr sich entfernt, so wird sich deshalb allein die Feldintensität unter ihr nicht ändern, ganz ebenso wie in einem flachen Kondensator, bei beständiger Ladung, die Feldintensität sich bei der Annäherung der Kondensatorscheiben nicht ändert, obgleich die Potentialdifferenz und die Kapazität sich ändern.

Bildet sich abends in der Nähe des Erdbodens eine positive Ladungsschicht, die im Grunde genommen durch die Kräfte des Feldes selbst hervorgerufen wird, so muß sich die elektrische Oberflächendichte am Boden oder, was dasselbe ist, die Feldintensität an dieser Oberfläche gar nicht ändern, mit der Höhe aber wird das Feld allmählich abnehmen in Abhängigkeit von der Größe der elektrischen Luftladung.

Wenn man bei den Erörterungen von der erwähnten Anteilnahme der positiven Luftladung an den Änderungen der Feldintensität ausgeht, so entsteht natürlich die Frage, ob wir, wie es gewöhnlich geschieht, den Umstand vernachlässigen können, daß die Ordinaten der Kurven des täglichen Ganges im Grunde genommen nicht die Feldintensität geben: die gewöhnlichen Meßmethoden sind derart, daß die Resultate nur den Gang des Potentials für einen gegebenen Punkt über einer ebenen Fläche in einer bestimmten Höhe darstellen (nach den sogen. absoluten Beobachtungen) oder in einer gewissen Entfernung von einer vertikalen Wand eines Gebäudes. Dabei ist es notwendig, sofort zu zeigen, daß unsere Erklärung, die sich fürs erste nur auf die Änderungen der Feldintensität bezog, auch den nach gewöhnlichen Methoden ausgeführten Beobachtungen nicht widerspricht.

1. Was die absoluten Messungen anbetrifft, so bestimmt man nur H, die mittlere Feldintensität von 0 bis zur Höhe h, die der Feldintensität in der Höhe h nur in dem Falle gleich ist, wenn die Raumdichte $\varrho = 0$. Wenn aber die Schicht von 0 bis h mit positiven Ladungen erfüllt ist, so ist die Proportionalität zwischen $H = \frac{1}{h}\int_0^h \frac{dv}{dh} dh$ und $\left(\frac{dv}{dh}\right)_h$ (oder mit anderen Worten: zwischen den Resultaten der sogen. absoluten Messungen in der Ebene und der tatsächlichen Feldintensität in der Höhe h) gestört. Aus dem oben Gesagten ersieht man jedoch, daß die Parallelität in den Änderungen dennoch erhalten bleiben muß: H wird auch kleiner, wenn die Feldintensität in verschiedenen Höhen progressiv abnimmt und umgekehrt.

Inwieweit es quantitativ wahrscheinlich ist, daß die abendliche Abnahme des Feldes (bei absoluten Messungen) von der Gesamtsumme der unterhalb des Kollektors befindlichen Ladung bedingt sein könnte, das hängt von dem tatsächlichen Werte von ϱ ab; ich nahm [1]) als Maximum $\varrho = 0{,}26 \times 10^{-6}$ elektrostat. Einh. pro cm^3, neue Beobachtungen von Herrn Daunderer [2]) geben systematisch abends $1{,}24 \times 10^{-6}$, d. h. fünfmal mehr, und in Ausnahmefällen bei Gewittern $3{,}08 \times 10^{-6}$; die Feldintensität in der Höhe von 2 Metern fällt aber um 100 $\frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$, wenn in dieser ganzen Schicht ϱ statt 0 den Wert $1{,}3 \times 10^{-6}$ annimmt [2]).

2. Bei den Aufzeichnungen der Änderungen des Feldes registriert man gewöhnlich das Potential an einem Punkte in der Nähe einer vertikalen Wand eines Gebäudes. Dabei erhält man auch ein nächtliches Minimum, dasselbe hat man auch auf dem Eiffelturm und auf Bergen.

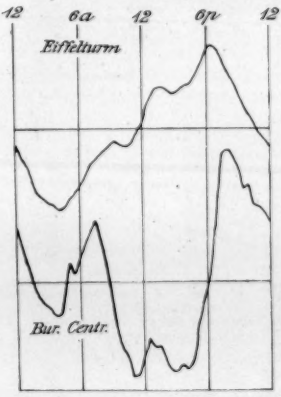


Fig. 1.

Natürlich kann man voraussetzen, daß bei der sogen. nächtlichen Ausstrahlung und in der Nähe der Turmwände in der Nacht eine dünne feuchte Luftschicht entsteht (in Ausnahmefällen ist sogar Tau möglich), weshalb der elektrische Leitungsstrom wieder gestört werden und in der Nähe der Wand einen Schirm aus positiven

1) l. c. S. 338.

2) Die Schicht von einigen Zentimetern, die dem Boden anliegt, wird nach der Methode von Daunderer nicht registriert (s. unten), während dort ϱ manchmal wahrscheinlich besonders groß ist.

Ionen bilden kann; es ist aber klar, daß im gegebenen Falle dieser Faktor wahrscheinlich eine äußerst geringe Rolle spielt. Es entsteht daher die Frage, warum die Angaben des auf dem Eiffelturme aufgestellten Elektrometers, ebenso wie unten, während der Nacht geringer werden? Der weiter unten beschriebene einfache Versuch deutet, wie es mir scheint, darauf hin, daß auch diese Erscheinung im Zusammenhang steht mit derselben nächtlichen Annäherung der positiven Luftladung an die Erdoberfläche, durch die wir soeben die Abnahme des Feldes bei absoluten Messungen erklärt haben.

Das Schema des Versuches ist aus folgender Zeichnung verständlich (s. Fig. 2).

Die untere Leitungsscheibe E ist mit der Erde verbunden und stellt die Erdoberfläche dar, die obere H repräsentiert die Atmosphäre und ist positiv geladen, den Eiffelturm stellt der Isolierstift des Elektroskops vor, dessen oberer Teil im Felde des Kondensators EH sich befindet. Zwischen H und E kann sich, parallel mit sich selbst, eine Glasplatte S_+, mit einer Öffnung in der Mitte, bewegen; diese Platte, die schwach und möglichst gleichmäßig mit positiver Ladung geladen wird, stellt die Schicht der überwiegend positiven Ionen dar.

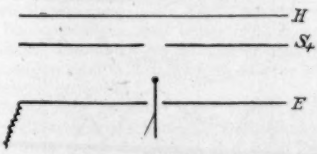


Fig. 2.

Bei der Bewegung der Glasplatte im Raume über der Kugel des Elektroskops sind die Änderungen am Elektroskop gering; wenn die Platte die Höhe der Kugel passiert, dann ist die Angabe des Elektroskops am größten, wenn aber die Platte noch tiefer sinkt, so fällt die Angabe stark; bei einem Versuche wurden folgende Ablesungen am Elektroskop gemacht:

Die Glasplatte S_+

über der Kugel	30	Skalenteile,
gegenüber der Kugel	32	„
in der Nähe von E	22	„

Der von der Erde isolierte Stift des Elektroskops ist nicht dem Eiffelturm vollkommen analog; jedoch änderte sich das Resultat qualitativ nicht, wenn anstatt des Elektroskops auf die Oberfläche E ein vertikaler Metallstab gestellt wurde, an dessen oberem Ende ein dünnes Aluminiumblatt — der Spannungsmesser — geklebt war.

Wenn also das beschriebene Schema des Versuches dem tatsächlichen elektrischen Felde der Erde entspricht, so kann das Auftreten oder richtiger die Verschiebung der positiven Luftladung nach unten, unmittelbar an die Erdoberfläche, die Abnahme der Feldintensität in verschiedenen Höhen erklären, wovon in meinem früheren Artikel gesprochen wurde; das Schema erläutert auch — gleichzeitig — die Abnahme der Elektrometerangaben sowohl unten, als auch auf dem Eiffelturm und auf dem Berge.

Wir wollen nicht bei der Erklärung der übrigen Details im täglichen Gange des Feldes unten und auf dem Eiffelturm verweilen, von der im vorigen Artikel gesprochen wurde; man kann nur hinzufügen, daß das beschriebene Schema Fig. 2 es gestattet, alle Details der gleichzeitigen Änderungen des Feldes unten und auf dem Turme zu illustrieren.

Um zum Beispiel das Anwachsen des Feldes auf dem Turme im Verlauf des Tages zu demonstrieren, muß man sich vorstellen, daß aufsteigende Luftströmungen immer größere und größere Mengen von positiven Ladungen (Platte S_+) der unteren Schichten über den Turm hinaufheben. Abends, wenn die aufsteigenden Luftströmungen aufhören, erhält die Schicht S_+ freien Zutritt zur Erde; beim Herablassen der Platte werden wir, ebenso wie in der Wirklichkeit (s. Fig. 1), das abendliche Fallen auf dem Turme früher bemerken als unten. Zur Darstellung der Tagesdepression, die im Sommer (Sommertypus) unten auftritt, aber gleichzeitig auf dem Turme fast gar nicht bemerkbar ist, muß man, gemäß den früher[1]) gegebenen Erläuterungen, außer der Platte S_+ unter ihr noch eine andere, negativ geladene, S_- aufhängen. Sie muß die Rolle der niedrigeren Luftschichten spielen, welche eine negative Ladung erhalten, unter anderem auch dank dem Staube; letztere verursacht am Tage eine Abnahme des Feldes unten, aber zum Abend wird sie von positiven Ionen (in der Schicht S_+) neutralisiert, sobald nur die Schicht S_+, nach dem Aufhören der aufsteigenden Luftströmungen, freien Zutritt nach unten erhält. Die beiden Oberflächen S_- und S_+ kann man mit der unteren und oberen Grenze der Luftschicht identifizieren, welche den normalen elektrischen Leitungsstrom so stört, daß über ihr positive, unter ihr negative Ladungen sich bilden.

Die von mir gegebene Erklärung des täglichen Ganges der Luftelektrizität war durch keine tatsächlichen Beobachtungen bestätigt, und die Frage, ob in der Tat am Abend in der Nähe des Erdbodens eine positive Ladungsschicht entsteht, blieb offen. Seitdem gelang es mir nur einmal zu versuchen, ob der Apparat von Ebert[2]), wenn man ihn unmittelbar an

1) l. c. S. 338.

2) Ein Apparat mit horizontalem Rohr, konstruiert im Jahre 1903 nach dem Typus der ersten Apparate von Professor Ebert.

der Erdoberfläche aufstellt, nicht eine deutliche Zunahme der Zahl der positiven Ionen anzeigt, sofort wenn der Erdboden, bei der Annäherung der Sonne zum Horizont, vom Schatten der Bäume bedeckt wird.

Den 25. Oktober 1908 wurden auf einer genügend offenen Wiese auf dem Terrain des Observatoriums von Pawlowsk folgende Werte der Dichte Q_+ und Q_- der positiven und negativen Ionen gefunden (mittlere, fast gleichzeitige Werte in willkürlichen Einheiten); der Himmel war die ganze Zeit heiter, da aber die Sonne niedrig stand, so war die Abkühlung schon um 2 Uhr bemerkbar; um 1^h p. war die Lufttemperatur 6,0°, die Feuchtigkeit 48 Proz. Der Wind wehte manchmal nur stoßweise. Die Isolation war sehr befriedigend und wurde sechsmal während des Versuches geprüft.

	Q_+	Q_-	$Q_+ - Q_-$	n
$11^h\ 1^m - 11^h\ 57^m$ a.	1,60	1,25	0,35	4
12 10 — 1 8 p.	1,57	1,15	0,42	5
1 16 — 1 51 p.	1,25 [1]	0,95	0,30	4

$2^h\ 6^m$ näherte sich der Schatten, $2^h\ 27^m$ war die Wiese um den Apparat herum schon im Schatten, um $3^h\ 23^m$ wurde Wind von der Wiese verzeichnet.

	Q_+	Q_-	$Q_+ - Q_-$	n
$2^h\ 0^m - 2^h\ 50^m$	1,53 [2]	0,75	0,78	5
2 52 — 3 30	1,33	1,00	0,33	4
3 32 — 4 34	1,36	0,80	0,56	6
4 37 — 4 44	1,80 [3]			1

Da die Apparate von Ebert, wie man annimmt, nur einen geringen Teil aller Luftladungen auffangen können, und da, was wichtiger ist, vielleicht ein Übergang der Ionen von normaler Beweglichkeit in schwere Ionen (Ionen von Langevin) gleichzeitig mit ihrer Ansammlung in der abgekühlten Luft stattfindet, so war das Resultat der Beobachtungen nicht so überzeugend, wie ich es erwartete; es ist aber dennoch unzweifelhaft, daß die Zahl der positiven Ionen zeitweise zunahm, sofort nachdem die Wiese in der Nähe des Apparates beschattet wurde; die Zunahme von Q_+ beim Heben des Apparates um $^1/_2$ Meter um $4^h\ 41^m$ weist wahrscheinlich nur auf die größere Beweglichkeit der Ionen in der Höhe hin und nicht auf ein Überwiegen derselben im Vergleich zu der niedrigeren Schicht.

Noch besser kann man unsere Voraussetzungen über die Rolle der positiven Massen in der unteren Luftschicht bestätigen, wenn man sich zu den sehr interessanten und wertvollen Resultaten der Arbeit von A. Daunderer [4]) wendet. Er hat die Potentialdifferenzen an drei Kollektoren in verschiedenen Höhen (0, 1 und 2 Meter) gemessen und hat aus diesen Differenzen ϱ — die elektrische Raumdichte — berechnet [1]).

Wir entnehmen der Dissertation von Daunderer drei Kurven (Fig. 3), die den mittleren täglichen Gang des Wertes ϱ darstellen: 1. für den Sommertypus (S. 40 und Fig. 18, Taf. III), 2. für den Wintertypus (S. 41 und dieselbe Fig. 18) und 3. den Gang desselben ϱ für einen Sommertag, wo die punktierte Linie den Gang des Potentials in den Höhen: 2 Meter und 1 Meter darstellt (s. Fig. 19, Taf. III).

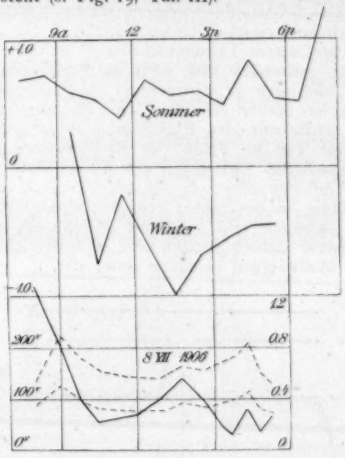


Fig. 3.

Die drei letzten Punkte der ersten Kurven zeigen deutlich eine scharf ausgeprägte und systematische Zunahme von ϱ am Abend; von einem Zufall kann keine Rede sein, da dies Mittelwerte aus 90—160 Messungen sind; die entsprechenden Werte der gemessenen Potentialdifferenzen an diesen drei Terminen waren in der Höhe von (s. S. 40):

1) Mittel aus 1,25 und 1,25.

2) Mittel aus 1,6, 1,5 und 1,5.

3) Der Apparat wurde um $^1/_2$ Meter vom Erdboden gehoben.

4) A. Daunderer, „Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung". Dissertation, Technische Hochschule, München 1908. Kurzer Auszug s. diese Zeitschr. **10**, 113, 1909.

1) Die Berechnung setzt voraus, daß ϱ = const, d. h. daß die Verteilung der Ladungen eine gleichmäßige ist, was tatsächlich kaum immer der Fall ist, da nur der Wind und die Diffusionskräfte, welche in diesem Falle gegen die Feldintensität wirken, eine gleichmäßigere Verteilung der Ionen verursachen können. Für uns ist noch folgende Frage wichtig: Da Flammenkollektoren das Potential eines Punktes annehmen, welches sich um einige Zentimeter über der Flamme befindet, so hat der Autor folglich die mittlere Ladung nur in Luftschichten bestimmt, beginnend von der Höhe einiger Zentimeter; die Ladungen unmittelbar am Erdboden wurden gar nicht registriert. Der Autor erwähnt die beobachteten Potentialdifferenzen zwischen der Erde und dem unteren Kollektor, gibt aber keine vollständigeren Angaben über den täglichen Gang dieser Differenz (l. c. S. 10).

	5–6^h p.	6–7^h p.	7–8^h p.
1 m:	110	114	113 Volt,
2 m:	201	210	179 „ , woraus berechnet ist

$\varrho = +0{,}53 \quad +0{,}50 \quad +1{,}24 \times 10^{-6}$ elektrost. Einh.; daraus ersieht man, daß, während das Potential in der Höhe von einem Meter schon beständig war, ein schnelles Sinken desselben in der Höhe von 2 Metern stattfand; dieses beweist, daß an den letzteren Terminen die obere Schicht zwischen 1—2 Metern noch fortfuhr, mit positiver Elektrizität geladen zu werden. Die Morgentermine weisen nicht auf das Vorhandensein von starken positiven Luftladungen am Erdboden hin, dagegen ist dieses auf der 2. Kurve (Wintertypus) schön zu beobachten, obgleich im Winter überhaupt negative Ladungen vorherrschten.

Sehr deutlich zu bemerken ist die Schicht positiver Massen am Morgen des 8. Juli 1906, als ϱ um 8^h a. $1{,}27 \times 10^{-6}$ betrug. Dabei ändert sich das Potential in der Höhe von 1 und 2 Metern entsprechend unseren Voraussetzungen; das Abendmaximum von ϱ ist nicht zu bemerken, da die Beobachtungen vor $5\frac{1}{2}{}^h$ p. unterbrochen wurden, das Potential an den Kollektoren fing aber schon an zu fallen; vielleicht hatte schon eine Ansammlung von positiven Ionen in den ersten Zentimetern vom Erdboden begonnen. Die Beobachtungen sind leider nicht in extenso gedruckt, und daher ist es schwer weitere Bestätigungen oder Widerlegungen unserer Voraussetzungen zu geben.

Vollständig gegeben sind einige Beobachtungsreihen bei wechselnder Beleuchtung des Erdbodens durch die Sonne, d. h. beim Hervortreten der Sonne aus den Wolken und bei ihrer Bedeckung durch Wolken; sie werden angeführt zur Begründung der Theorie von Prof. Ebert von der positiven Ladung der Luft, welche aus dem Boden bei der Erwärmung desselben austritt (Bodenatmung). Wir verweilen bei diesen Beobachtungen, um zu zeigen, daß man sie anders erklären kann, und zwar wieder vom Standpunkt der Störung des vertikalen Leitungsstromes.

Herr Daunderer beobachtete (s. S. 47—56), daß sofort auch ϱ und v zunehmen, wenn die Sonne aus den Wolken hervortritt; was das Anwachsen von v anbetrifft, so kann man es in der einfachsten Weise dadurch erklären, daß bei klarem Himmel das Feld gewöhnlich stärker, bei bewölktem schwächer ist. Die Zunahme von ϱ beim Wiedererscheinen der Sonne nach zeitweiliger Bedeckung kann man, wie es mir scheint, folgendermaßen erklären: Beim Erwärmen des Erdbodens entstehen sofort aufsteigende Luftstrahlen, welche den positiven an dem elektrischen Leitungsstrom teilnehmenden Ionen den freien Zutritt zum Erdboden verhindern; daher können sich in einer geringen Höhe über dem Erdboden unter gewissen Bedingungen zeitweilig in bedeutendem Maße positive Ladungen ansammeln, die nachher allmählich durch aufsteigende Luftströme immer höher und höher gehoben werden.

Wenn die Sonne, nachdem sie eine Zeitlang geschienen, von Wolken bedeckt wurde, so beobachtete Herr Daunderer, als eine allgemeine Regel, eine Abnahme von ϱ; so muß es auch sein, denn die aufsteigenden Strömungen am Erdboden werden plötzlich gedämpft und die positiven Ionen, die freien Zutritt zum Erdboden haben, müssen absorbiert werden. Es könnte den Anschein haben, daß bei der Bedeckung der Sonne wieder ein Ansammeln von positiven Ionen am Erdboden stattfinden müßte, analog zu dem, was wir von dem abendlichen Minimum des elektrischen Feldes sagten; es wäre jedoch ein Irrtum, so zu denken, denn die Strahlung des Himmels allein ist am Tage keineswegs $= 0$, und infolge der Bedeckung der Sonne wird der Erdboden nicht unter die Temperatur der Luft abgekühlt; nur eine totale Sonnenfinsternis kann eine Analogie der abendlichen Verhältnisse der atmosphärischen Elektrizität geben [1]).

Der Hauptunterschied zwischen den von Herrn Daunderer ausgesprochenen Ansichten und den Folgerungen, die man, wie es scheint, aus seinen eigenen Beobachtungen ziehen kann, besteht also im folgenden: die positiven, größtenteils schweren Ionen entstammen nach der Meinung des Herrn Daunderer dem Erdboden, nach unserer Ansicht aber kommen sie von oben aus der Atmosphäre, zuerst wahrscheinlich als leichte Ionen, die sich später infolge des Zusammentreffens mit Feuchtigkeit und Staub molisieren.

1) l. c. S. 338.

St. Petersburg, Physikalisches Zentral-Observatorium.

(Eingegangen 1. Juni 1909.)

Beitrag zur Erforschung der Elektrizitätszerstreuung in der Atmosphäre.

Von C. Negro.

Die Beobachtungen, über die ich in der vorliegenden Mitteilung berichten will, sind im verflossenen Sommer (1908) mit dem bekannten Apparate nach Elster und Geitel angestellt worden. Wenngleich ich in einer ausführlicheren Arbeit über die Elektrizitätszerstreuung in der Atmosphäre auf diese Beobachtungen nochmals werde eingehen müssen, erscheint es mir doch angebracht, sie hier besonders zu behandeln,

weil sie an verschiedenen Orten, und zwar, was nicht ohne Interesse ist, auf dem freien Lande angestellt worden sind. Durch diesen letztgenannten Umstand sind alle die Ursachen ausgeschaltet, die infolge der mannigfaltigen Betätigungen des Stadtlebens zur Ionisierung der Atmosphäre Veranlassung geben und infolgedessen die Werte beeinflussen können, die man erhalten würde, wenn nur die meteorologischen Faktoren und die besondere Zusammensetzung der Erdkruste am Orte der Beobachtung mitspielen würden. Der erste Umstand ist vielleicht der bedeutungsvollere. Will man das Phänomen der Elektrizitätszerstreuung etwas näher kennen lernen, so muß man notwendigerweise über reichliches Beobachtungsmaterial verfügen, das an verschiedenen Orten unter Vermeidung von Fehlerquellen gewonnen worden ist, und zwar um so mehr, als die Natur des Erdbodens auf dieses Phänomen einen nicht unwesentlichen Einfluß hat. Wir wissen einiges über den Einfluß der meteorologischen Faktoren und der Höhe über dem Meeresspiegel, aber man kann sagen, daß wir nichts, oder so gut wie nichts über den Einfluß der Bodenbeschaffenheit wissen. Der Grund hierfür liegt in dem mangelnden Beobachtungsmaterial. Derartige Untersuchungen werden vielleicht auch über ein anderes Phänomen Licht verbreiten können. Die Häufigkeit der Gewitter und der Blitzschläge ist von Ort zu Ort verschieden. Die Blitzschläge nun stehen in engem Zusammenhang mit dem elektrischen Leitvermögen der Atmosphäre, und dieses steht seinerseits wiederum in unmittelbarer Beziehung zur Elektrizitätszerstreuung. Es wäre nicht unmöglich, daß man gerade infolge dieses Zusammenhanges von der Kenntnis des einen dieser Phänomene zur Kenntnis des anderen gelangen könnte.

Die Beobachtungen im Monat August wurden zu Moncalieri bei Turin ausgeführt, und zwar in einem kleinen Landhäuschen am äußersten Nordostende der Stadt, die sich bekanntlich über den Abhang eines der Hügel erstreckt, welche das Tal des Po beherrschen. Dieser fließt an ihrem Fuße vorbei. Der Apparat wurde auf einem kleinen Balkon aufgestellt, der, wenige Meter über dem Erdboden, nach SO hin lag. Ringsumher standen Pflanzen und Kräuter. Ich achtete ganz besonders darauf, daß der Apparat gegen die direkte Sonnenstrahlung geschützt war. Das erreichte ich mit Hilfe eines Schirmes, der die Luftzirkulation vollkommen frei ließ und, wegen seines großen Abstandes vom Apparate selbst, dessen Kapazität durchaus nicht beeinflußte, wie sich aus eigens zu diesem Zwecke angestellten Beobachtungen ergab. Das Beobachtungsverfahren war das gleiche, das man für gewöhnlich bei derartigen Untersuchungen anwendet. Ich beobachtete immer zuerst den negativen Verlust, erteilte dann dem Apparate eine positive Ladung, wartete, bis das Isoliermaterial einen endgültigen elektrischen Zustand angenommen hatte, und beobachtete alsdann den positiven Ladungsverlust.

Die Beobachtungen im Monat September wurden in einem Landhause angestellt, das ungefähr 8 km von Bologna entfernt liegt. Das Elektroskop war auf einem Fensterbrett aufgestellt, daß nach außen hervorragte. Das Fenster sah nach Norden und lag wenige Meter über dem Erdboden. Dieser war als Wiese bebaut; in der Ferne erhoben sich zahlreiche stolze Eichen.

Ich bezeichne mit a_+, a_-, $q = \frac{a_-}{a_+}$ die bekannten Größen[1]). Als „heiter" bezeichne ich solche Tage, an denen die Nebelstärke unterhalb 3 ist; unter „halb bedeckt" verstehe ich Nebelstärken zwischen 3 und 8, und unter „bedeckt" solche zwischen 8 und 10. Die betreffenden Werte sind die Mittelwerte aus den Aufzeichnungen während der Beobachtungsstunden für die Zerstreuung. Unter „Gewittertagen" sind solche Tage verstanden, an denen das Gewitter am Beobachtungsorte oder an nicht weit entfernten Orten losbrach.

Es erscheint nicht angebracht, hier die einzelnen Beobachtungen mitzuteilen. Das Monatsmittel beträgt im

August: $a_- = 3{,}31$, $a_+ = 3{,}25$, $q = 1{,}00$[2]),
September: $a_- = 3{,}93$, $a_+ = 4{,}05$, $q = 0{,}98$[2]).

Die verhältnismäßig hohen Werte für die Zerstreuung stehen vollkommen im Einklang mit den Ergebnissen, die zahlreiche andere Beobachter gefunden haben. Wenn man nämlich im Sommer auch nicht überall das absolute Maximum beobachtet hat, so hat man doch bekanntlich stets sehr hohe Werte gefunden[3]). Um hier nur ein Beispiel anzuführen, hat P. Czermak[4]) in Innsbruck die in Tabelle I angegebenen Mittelwerte gefunden.

Die Werte, die Czermak gefunden hat, würden vielleicht ein wenig anders ausgefallen sein, wenn die Beobachtungen zahlreicher gewesen und zu verschiedenen Tagesstunden angestellt worden wären, statt fast nur zwischen

1) Zur Berechnung von a habe ich mich der bekannten Formel

$$a = \frac{1}{t}[\log V_0 + \log V_t]$$

bedient, ohne das Verhältnis der Kapazitäten zu berücksichtigen.

2) Der Mittelwert von q ist $\frac{q_1 + q_2 + \cdots + q_n}{n}$, fällt also offenbar nicht mit dem Werte $\frac{\Sigma a_-}{\Sigma a_+}$ zusammen.

3) A. Gockel, Die Luftelektrizität, Leipzig 1908, S. 58.
4) P. Czermak, Denkschr. Akad. d. Wiss. Wien, 1903.

Tabelle I.

	Vormittags			Nachmittags			Mittel		
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q
Juni . . .	2,84	3,13	0,92	4,66	5,10	0,93	3,75	4,11	0,97
Juli. . . .	3,63	3,86	0,96	5,32	5,77	0,94	4,47	4,81	0,95
August . .	3,04	3,75	0,83	5,30	5,33	1 03	4,17	4,54	0,93
Septbr. .	3,19	3,29	0,94	5,58	5,85	0,98	4,34	4,52	0,96

11^h und 12^h a. m., sowie zu einer Zeit, in die das Maximum zu fallen pflegt, nämlich zwischen 4^h und 5^h p. m. Worauf es aber hier hauptsächlich ankommt, das ist die Größe des Wertes.

Die höchsten Mittelwerte, die ich in Moncalieri registriert habe, sind 4,02 für a_- und 4,08 für a_+. Beide Werte fielen in die heißesten Tagesstunden (um 2^h p. m.). Wenn wir diese Werte im Hinblick auf die geringe Anzahl der Beobachtungen, aus denen sie gewonnen worden sind, außer acht lassen wollen, so würden wir für a_- den Höchstwert 3,75 um 6^h p. m. und für a_+ den Höchstwert 3,79 um 4^h p. m. erhalten. Es würde somit die positive wie die negative Zerstreuung in den Nachmittagsstunden am höchsten sein.

Die folgende Tabelle II enthält die während der beiden Monate verzeichneten Höchst- und Mindestwerte.

Es ist zu beachten, daß die sämtlichen Höchstwerte um 6^h p. m. verzeichnet worden sind, während anderseits die Mindestwerte auf die Vormittagsstunden entfallen.

Für die weitere Erörterung empfiehlt es sich, die Werte nach Art der folgenden Tabelle III anzuordnen.

An den heiteren Tagen im Monat August zeigt die Zerstreuung einen recht regelmäßigen

Tabelle II.

Monat		Tag	Stunde	Bemerkungen
	Maxima			
August	a_- 6,14	16	6 p. m.	Gegen Abend fernes Gewitter im Norden.
	a_+ 6,36	9	6 p. m.	heiter.
Septbr.	a_- 7,34	11	6 p. m.	bedeckt; starker Südwind.
	a_+ 7,62	11	6 p. m.	bedeckt; starker Südwind.
	Minima			
August	a_- 1,42	6	12 m.	bedeckt; vormittags Regen mit Unterbrechungen.
	a_+ 1,26	20	10 a. m.	bedeckt; tiefliegender Nebel.
Septbr.	a_- 1,04	8	8 a. m.	heiter; leichter Nordwestwind.
	a_+ 0,88	8	8 a. m.	heiter; leichter Nordwestwind.

Verlauf. Nimmt man die erste Beobachtung am Morgen (10^h a. m.) aus, bei der die negative Zerstreuung überwiegt, so findet man durchweg ein Überwiegen der positiven Zerstreuung. Sie nehmen dann beide, wenngleich nicht proportional, bis 6^h p. m. zu. Auf Grund der zu Moncalieri angestellten Beobachtungen läßt sich über das Minimum, das manche Beobachter gegen Mittag gefunden haben, nichts aussagen. Scharf ausgeprägt ist hingegen das Minimum in den Morgenstunden, und ich trage kein Bedenken, anzunehmen, daß die um 10^h a. m. verzeichneten Werte bereits auf den aufsteigenden Ast der Kurve zu verlegen sind, die um 6^h und um 8^h a. m. durch korrespondierende Werte gehen würde. Ich trage hiergegen um so weniger Bedenken, als in dem betreffenden Tale zu jeder Jahreszeit der Morgen fast immer von einem leichten Nebel begleitet ist, der zum großen Teile von dem durch das Tal fließenden Po herrührt.

Tabelle III.

August.

	10^h a. m.			12^h			2^h p. m.			4^h p. m.			6^h p. m.			8^h p. m.			Tagesmittel			
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q		a_-	a_+	q
Heitere Tage	2,38	2,23	1,06	2,93	2,98	0,99	3,16	3,76	0,84	3,82	4,01	0,99	4,17	4,40	0,99	4,02	4,18	0,96	Heitere Tage	3,41	3,59	0,97
Halb bedeckte Tage . .	2,47	2,63	0,97	2,79	2,61	1,06	5,12	4,56	1,12	4,23	4,17	1,07	4,38	3,79	1,23	3,55	3,60	0,98	Halb bed. Tage. . . .	3,75	3,56	1,07
Bedeckte Tg.	2,08	2,12	1,03	2,36	2,66	0,93	3,78	3,92	0,96	3,12	3,19	1,03	2,71	2,99	0,90	2,47	2,53	0,99	Bedeckte Tg.	2,75	2,90	0,97
Gewittertage	2,17	2,14	1,02	2,40	2,94	0,86	2,78	3,00	0,93	3,61	4,38	0,82	4,52	3,82	1,28	3,21	3,08	1,06				
Nebeltage . .	1,94	1,84	1,08	2,39	2,46	1,02	3,16	3,76	0,86	3,29	3,56	0,98	3,06	3,16	0,99	2,57	2,60	1,00				

September.

	6^h a. m.			8^h a. m.			10^h a. m.			12^h			2^h p. m.			4^h p. m.			6^h p. m.			Tagesmittel			
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q		a_-	a_+	q
HeitereTg.	3,44	3,05	1,16	1,96	1,93	1,04	2,63	2,82	0,95	2,42	3,22	0,82	3,02	3,39	0,92	3,53	4,19	0,88	4,23	3,83	1,15	HeitereTg.	3,03	3,20	0,99
Halb bed. Tage. . .	4,96	4,42	1,14	2,83	3,18	0,87	3,79	4,09	0,93	4,39	4,35	1,03	4,86	5,40	0,91	4,89	5,12	0,95	4,98	5,26	0,95	Halb bed. Tage. . .	4,39	4,55	0,97
Bed. Tage	4,47	3,65	1,30	2,82	3,32	0,84	3,63	3,89	0,97	4,20	4,13	1,03	4,68	5,05	0,91	5,13	5,38	0,95	5,58	5,77	0,96	Bed. Tage	4,37	4,45	0,99

Die heiteren Septembertage berechtigen schon wegen der besseren Verteilung der Beobachtungen zu eingehenderen Betrachtungen. Die ersten Morgenstunden und die letzten Nachmittagsstunden (6^h a. m., 8^h a. m., 6^h p. m.) zeigen stärkere negative Zerstreuung, wie aus dem Werte von q ersichtlich wird, der hier größer als 1 ist. Die übrigen Stunden weisen höhere positive Zerstreuung auf. Diese Erscheinung findet eine einleuchtende Erklärung durch den Umstand, daß sowohl morgens als abends die Feuchtigkeit höher und die Kondensation leichter ist, und daß aus diesen beiden Gründen im Verein die Anzahl der freien negativen Ionen kleiner wird und damit auch die Geschwindigkeit ihrer Bewegung abnimmt[1]). Daher muß die Bildung der leichten Nebelschicht und des Reifes, die man besonders in tiefgelegenen Ebenen am Morgen und am Abend beobachtet, ein Überwiegen der positiven Ionen und dementsprechend eine größere negative als positive Zerstreuung zur Folge haben. Dieser Deutung widersprechen die Beobachtungen im August durchaus nicht.

Der kleinste Wert für a_- und für a_+ fällt in die ersten Stunden nach Sonnenaufgang und der höchste Wert für a_- auf 6^h p. m. und für a_+ auf 4^h p. m., für beide stets in die Nachmittagsstunden und nicht in die Frühstunden. Auch aus diesen Beobachtungen würde sich keine Abnahme gegen Mittag ergeben; nur a_- nimmt ab, während a_+ weiter ansteigt.

Beobachtet man die halb bedeckten Tage, so bemerkt man einen hervortretenden Unterschied zwischen den Monaten August und September. Während im August die negative Zerstreuung überwiegt, herrscht im September die positive vor. In beiden Fällen finden wir jedoch ziemlich hohe Werte, und das wird sicherlich seinen Grund in den aufsteigenden Luftströmungen haben, die fast immer die Kumulusbildung im Sommer begleiten. Der regelmäßige Gang im August verschwindet fast vollständig, während der Verlauf im September fast mit dem an heiteren Tagen identisch ist. Berücksichtigt man nur die Beobachtungen im September, so sind die Werte für a_+ und a_- an halb bedeckten Tagen höher als an heiteren; berücksichtigt man aber auch die Beobachtungen im August, so findet man für a_- einen höheren und für a_+ einen etwas niedrigeren Wert.

Bemerkenswert ist der Umstand, daß im September sowohl die positive als die negative Zerstreuung während der bedeckten Tage stärker ist als an heiteren Tagen, daß sie dagegen im August kleiner ist. Das Beobachtungsmaterial, das ich gesammelt habe, reicht allerdings nicht aus, um zu entscheiden, auf welche Ursache dieser Umstand zurückzuführen ist, ob auf Eigentümlichkeiten im allgemeinen Gange der meteorologischen Faktoren, oder auf örtliche Besonderheiten; immerhin kann es zur Erklärung für einige Ergebnisse dienen, welche verschiedene Beobachter erhalten haben, und die einander widersprechen. Einige Forscher haben nämlich an heiteren Tagen höhere Werte beobachtet, andere an bedeckten oder halb bedeckten. Diese Unstimmigkeit verdient besondere Beachtung, und vielleicht wird man bei eingehender Vergleichung entscheiden können, worauf sie zurückzuführen ist.

Eine weitere Eigentümlichkeit zeigt sich an bedeckten Tagen: während nämlich im September das Maximum auf 6^h p. m. fällt, fällt es im August auf 2^h p. m., oder, wenn ich diese vereinzelte Beobachtung nicht mit berücksichtigen will, auf 4^h p. m. Nach dieser Zeit nimmt die Zerstreuung bis zum Abend regelmäßig ab. Diesen Verlauf beobachtet man auch an halb bedeckten Tagen.

Was nun die Gewittertage angeht, so fand sich besonders in bezug auf den Wert von q eine Regelmäßigkeit. So beobachtete ich beispielsweise am 7., an dem um 1^h p. m. ein Gewitter auftrat, morgens ein Vorherrschen der positiven Zerstreuung, das bis 4^h p. m. zunahm, wo dann $q = 0{,}48$ wurde. Man kann aber nicht sagen, daß jedes Gewitter, oder auch nur die Mehrzahl solcher, von einer höheren positiven Zerstreuung begleitet würde. Am 21. nämlich, an dem gegen Abend im Norden ein Gewitter losbrach, war die negative Zerstreuung viel größer, so daß man von einem Minimum für $q = 0{,}95$ um 10^h a. m. zu einem Maximum, $q = 1{,}81$, um 6^h p. m. kam. Das einzige, was sich aus meinen Beobachtungen folgern läßt, ist, daß entweder beide Zerstreuungen, oder wenigstens eine von ihnen, einen ziemlich unregelmäßigen Verlauf zeigen. Wenn E. v. Schweidler[1]) gefunden hat, daß am Morgen von Gewittertagen die Werte für die Zerstreuung hoch sind, und daß man ferner sagen kann, daß, wenn man morgens hohe Werte findet, im Laufe des Tages ein Gewitter eintreten wird, so sind seine

1) Um einen Begriff davon zu geben, welchen Einfluß die relative Feuchtigkeit auf die Ionengeschwindigkeit ausübt, teile ich die folgenden von A. Gockel (Meteorol. Zeitschr., Januar 1908, S. 12) angegebenen Werte mit:

Relative Feuchtigkeit	31—40	41—50	51—60	61—70	71—80	81—90	91—100
V_-	1,33	1,28	1,05	1,06	1,06	0,95	1,02
V_+	1,22	0,99	1,07	0,93	0,92	0,90	0,98

Gockel bemerkt dazu, daß die Werte in der letzten Spalte nicht als sicher gelten können, weil bei der hohen Feuchtigkeit Zweifel darüber entstehen können, ob die Isolationsbedingungen des Apparates noch die besten sind.

1) E. v. Schweidler, Wien. Ber., Dez. 1905, S. 1713.

Ergebnisse durch meine Beobachtungen in Moncalieri nicht bestätigt worden.

Über die Nebeltage ist wenig zu sagen: Die Beobachtungen anderer Forscher, nach denen der Nebel die Zerstreuung verringert, finden sich vollkommen bestätigt. Die Stunden, zu denen man im Monat August für gewöhnlich Nebel haben kann, sind die Morgenstunden, und die niedrigsten Werte, die zuweilen um 10^h a. m. beobachtet wurden, sind gerade die, welche Nebeltagen entsprechen.

Aus meinen Beobachtungen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Der Gang der Zerstreuung ist an heiteren Tagen regelmäßig: er zeigt ein Maximum in den Nachmittagsstunden und ein Minimum in den Frühstunden; die positive Zerstreuung überwiegt.
2. Die halb bedeckten und bedeckten Tage im September zeigten eine höhere Zerstreuung als die heiteren Tage. Im August war an halb bedeckten Tagen nur der Wert von a_- größer; an bedeckten Tagen war die Zerstreuung kleiner als an heiteren Tagen.
3. Das relative Minimum um Mittag habe ich nicht gefunden.
4. An Gewittertagen zeigte eine der beiden Zerstreuungen einen recht unregelmäßigen Verlauf, und zwar zuweilen a_+, zuweilen a_-.
5. Talnebel verursachte ein starkes Sinken der positiven wie der negativen Zerstreuung.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 23. Mai 1909.)

Über die Bildung von Ozon durch ultraviolettes Licht[1].

Von Franz Fischer.

In No. 6, Band 147 der Comptes rendus, Seite 354, Jahrgang 1908 befindet sich eine Publikation der Herren H. Bordier und T. Nogier: „Recherches sur la cause de l'odeur prise par l'air soumis aux radiations ultra-violettes émises par la lampe à vapeur de mercure". Die Verfasser suchen darin zu zeigen, daß der Geruch, den die Luft an der brennenden Quarz-Quecksilberlampe annimmt, von der Einwirkung freier elektrischer Ladungen auf die Geruchsnerven herrührt, und nicht, wie sie erst „avec plusieurs autres physiciens (Fr. Fischer, F. Braehmer)" geglaubt hatten, von Ozon.

Ich hatte angenommen, daß sich die Verfasser in kurzer Zeit selbst von dem Irrtum, der ihnen unterlaufen war, überzeugen und eine Berichtigung bringen würden. Da dies bis heute nicht geschehen ist, glaube ich im Interesse der Sache die Richtigstellung nicht länger aufschieben zu dürfen.

I.

Der Übersichtlichkeit halber will ich punktweise vorgehen.

1. Die Herren Bordier und Nogier konnten an ihrer Quarzlampe nur sogenannten „Ozongeruch", aber „malgré l'emploi des réactifs les plus sensibles" keine Spur von Ozon mit Reagenzien nachweisen.

2. Der Geruch trat auch bei der Bestrahlung von Kohlendioxyd und von Stickstoff auf, also kann es sich nach B und N nicht um Ozon handeln.

3. Wurde nun das Gas nach der Bestrahlung durch ein geerdetes Metallrohr geleitet, so verschwand der Geruch an der Austrittsstelle. War das Rohr 5 cm lang, so war der Geruch noch nicht ganz weg. Machten die Verfasser das Metallrohr länger, so daß alles Gas sicher mit der Rohrwand in Berührung kam, so verschwand der Geruch an der Austrittsstelle.

4. Wurde das geerdete Metallrohr durch ein Glasrohr ersetzt, so roch das austretende Gas noch.

Also, sagen nun Herr Bordier und Herr Nogier, hat das geerdete Metallrohr die Ladungen, die auf Geruchsnerven wirken, weggenommen, das isolierende Glasrohr hat sie durchgelassen.

II.

Diesen Ergebnissen will ich erst diejenigen von Braehmer und mir[1]) entgegenstellen, die den Herren Bordier und Nogier vermutlich nur in einem Referate bekannt geworden sind.

Wir haben damals das Ozon, das sich in Luft an der Quarzlampe bildet, nicht nur qualitativ mittels Tetramethylbasenpapier[2]), sondern auch quantitativ durch Durchleiten durch Jodkalium-Lösung und Titration bestimmt. Wir haben sogar die Einflüsse der verschiedensten Faktoren, wie Gastemperatur, Bestrahlungszeit und Lichtstärke untersucht und sind schließlich zu 0,25 prozentigem Ozon gekommen.

Wir haben ferner eine Geißler-Röhre aus Quarz, die bekanntlich Ozongeruch verbreitet[3]),

1) Aus dem Chemischen Institut der Universität Berlin.

1) Franz Fischer und F. Braehmer, Berichte der Deutsch. Chem. Ges. **38**, 2633, 1905; **39**, 940, 1906; diese Zeitschr. **6**, 576, 1905; **7**, 312, 1906.

2) Franz Fischer u. H. Marx, Ber. d. deutsch. chem. Ges. **39**, 2555, 1906.

3) Goldstein, Ber. d. deutsch. chem. Ges. **36**, 3042, 1903.

in flüssige Luft getaucht und so das entstehende Ozon kondensiert.

Beim Absieden der flüssigen Luft hinterblieb Ozon, nachgewiesen durch den Geruch und die Violettfärbung von Tetramethylbasenpapier.

Wir haben also den Nachweis der Ozonbildung so sicher und einwandfrei erbracht, wie er nur erbracht werden kann.

III.

Worin liegt nun der Irrtum der Herren Bordier und Nogier? Die Besprechung der 4 Punkte wird es zeigen.

ad 1. Der Geruchssinn ist bekanntlich das empfindlichste Reagens auf Ozon, er versagt also erst, wenn alle Reagenzien versagt haben.

ad 2. Der Stickstoff ist wohl nicht frei von Spuren von Sauerstoff gewesen. Kohlendioxyd, auch ganz reines, läßt sich bekanntlich sehr leicht unter gleichzeitiger Bildung von CO ozonisieren.

ad 3 und 4. In Metallröhren wird O_3 katalytisch zerstört und zwar um so vollständiger, je vollständiger der Kontakt mit der Rohrwand ist. In Glasröhren geschieht dies nicht in merklichem Maße. Die Herren Bordier und Nogier hätten das Gas auch einmal durch ein nicht geerdetes Metallrohr gehen lassen sollen, dann hätten sie sich wohl von der Bedeutungslosigkeit der Erdung in diesem Falle überzeugt.

Schluß.

Mir scheint demnach, daß die Herren Bordier und Nogier sich geirrt haben und daß die Bildung des Ozons durch das ultraviolette Licht der Quarzlampe als eine Tatsache bestehen bleibt, genau so, wie mein damaliger Mitarbeiter Herr Braehmer und ich sie mitgeteilt haben. Der Vollständigkeit halber sei nur noch hinzugefügt, daß, wie wir seinerzeit auch hervorgehoben haben, die erste Beobachtung über die Bildung von Ozon durch ultraviolettes (Funken-)Licht überhaupt gar nicht von uns, sondern von Lenard[1]) stammt.

1) Lenard, Ann. d. Phys. 1, 486, 1900.

Berlin, im Juni 1909.

(Eingegangen 8. Juni 1909.)

BESPRECHUNGEN.

A. Geikie, Kurzes Lehrbuch der physikalischen Geographie. Autorisierte deutsche Ausgabe v. B. Weigand. 2. verbesserte u. vermehrte Auflage. 8. X u. 386 S. mit 77 Holzschnitten, 5 Vollbildern u. 13 Karten. Straßburg, K. J. Trübner. 1908. M. 4.50, gebunden M. 5.20

Der bekannte Name des Verfassers ist für das Buch schon Empfehlung genug. Von den einfachsten Beobachtungen, die jedermann selbst anstellen kann, führt der Verfasser immer tiefer in sein Wissensgebiet ein. Er behandelt den Zustand unserer Erdoberfläche und die Naturerscheinungen, die an seiner Änderung fortgesetzt tätig sind. Nach einer kurzen astronomischen Einleitung folgen Abschnitte über die Luft und das Meer (u. a. Zusammensetzung, Temperatur, Bewegungen) und das Festland (Vulkane, Gewässer, Umgestaltung, Erdmagnetismus). Ein Kapitel über Tier- und Pflanzengeographie macht den Schluß. Im Gegensatz zu den entsprechenden Abschnitten der Arrheniusschen kosmischen Physik wird auf mathematisch-theoretische Entwicklungen verzichtet. Gerade dadurch kann das Buch zu einem direkt volkstümlichen werden. Andrerseits hält es sich aber auch von jeder Oberflächlichkeit weit entfernt. Die Darstellung ist so anschaulich und fesselnd, daß auch der Fachmann, der den Stoff kennt, großen Genuß beim Lesen haben wird. Die Ausstattung mit Abbildungen und Karten ist in Anbetracht des billigen Preises ausgezeichnet. Kochan.

K. W. Wagner, Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln. (Mathemat.-physikalische Schriften für Ingenieure und Studierende. Heft 2.) 8. 109 S. mit 23 Textfiguren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 2.40

Das ca. 100 Seiten starke Bändchen behandelt den mathematischen Stoff eines für den Elektrotechniker hochaktuellen, für den Physiker interessanten Themas in außerordentlich klarer Weise. Wenn dagegen Verfasser zu manchen Resultaten kommt, die mit den Erfahrungen der Praxis nicht übereinzustimmen scheinen, so liegt das daran, daß bei verschiedenen Problemen die mathematisch formulierten Grenzbedingungen die in der Natur wirklich vorhandenen doch nicht genau wiedergeben. Ich nenne nur die Auffassung eines unbelasteten Transformators als reiner Selbstinduktion unter Vernachlässigung der Kapazität der Spulen oder die Bedingung, daß an den Klemmen eines Generators die Spannung auf einem er-

zwungenen Wert festgehalten werde, während man mit Pupin genauer zwischen den Maschinenklemmen z. B. eines Wechselstromgenerators eine sinusförmig veränderliche EMK., Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität anzunehmen hat. Der erfahrene Leser wird aber leicht das Geltungsbereich der gegebenen Theorien erkennen und durch das Buch manche Anregung gewinnen können, gerade vielleicht, weil dadurch durchaus noch nicht alle Probleme dieses Gebietes gelöst sind.

K. Simons.

Gustav Jäger, Theoretische Physik. IV. Teil: Elektromagnetische Lichttheorie und Elektronik. 174 S. kl. 8. Sammlung Göschen, No. 374. Mit 21 Figuren. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1908. Gebunden M. 0,80

Bei der Besprechung des zweiten und dritten Teiles von Jägers Theoretischer Physik (diese Zeitschr. 7, 71, 1906) konnte ich mitteilen, daß Verfasser und Verleger den Plan hegten, das Werk durch Herausgabe eines vierten Bändchens zu erweitern. Dieses vierte Bändchen ist nunmehr erschienen und schließt sich seinen drei älteren Geschwistern in jeder Weise würdig an. — Inhaltlich zerfällt das Büchlein in die Abschnitte „Elektromagnetische Lichttheorie, Strahlung, Elektronik", denen als Anhang einige Paragraphen über die Elastizitätstheorie beigefügt sind.

Max Iklé.

Tagesereignisse.

Internationaler Kongreß für Radiologie und Elektrizität unter dem Patronat der belgischen Regierung sowie unter dem Patronat der Société française de physique. **Brüssel 1910.**

Vorläufiges Programm.

Erste Sektion: Terminologie. — Radiometrie.

Terminologie. — Grundbegriffe: Ionen, Elektronen, Korpuskeln usw. Vereinheitlichung der Bezeichnungsweise.

Radiometrie. — Allgemeine Meßmethoden, Apparate, Einheiten. — Maß der Radioaktivität; Hülle oder Träger des radioaktiven Elements; sein Einfluß, seine Vereinheitlichung. Feststellung der Strahlungseinheit; Einheiten. — Angewandte Radiometrie.

Zweite Sektion: Physikalische Wissenschaften.

A. Grundlegende Theorien und Hypothesen.

Der Äther, seine Manifestationen, seine Eigenschaften und seine Beziehungen zur Materie.
Elektrische und magnetische Felder.
Elektronen und Ionen; deren Entstehung und Eigenschaften.
Elektrische und magnetische Eigenschaften der Körper; metallisches Leitvermögen; Elektrolyte; Dielektrizität; Magnetismus.
Berührungselektrizität.
Thermoelektrizität.
Kapillarelektrische Erscheinungen.

B. Strahlungsforschung.

Strahlungserzeugung.
Emission und Absorption; Strahlungsvorgänge.
Beobachtung und Analyse der Strahlungen, Spektroskopie.
Chemische und physikalische Wirkungen der Strahlungen, Phosphoreszenz.
Elektro- und Magnetooptik, Zeemanphänomen.
Angewandte Strahlungslehre, verschiedene Apparate.

C. Radioaktivität.

Radioaktive Körper: deren Aufzählung, unterscheidende Merkmale, Trennungsmethoden. Allgemeine Radioaktivität der Materie.
Eigenschaften der radioaktiven Stoffe.
Radioaktive Umwandlungen: Emanation, induzierte Aktivität usw. Atomzerfall.
Radioaktive Konstanten.

D. Atomistik.

Zahl, Ladung, Masse und Geschwindigkeit der Teilchen.
Molekular- und Atomstruktur; Erklärung der Wertigkeit.
Kolloide, besonderer Zustand; Brownsche Molekularbewegung.

E. Kosmische Erscheinungen.

Elektrisches Feld der Erdatmosphäre; sein Ursprung; Schwankungen im elektrischen Potential der Atmosphäre; Ionisation der Atmosphäre.
Luftelektrische Observatorien und deren Organisation.
Systematische Aufzeichnung der luftelektrischen Erscheinungen.
Radioaktivität der Atmosphäre und der atmosphärischen Niederschläge.
Verteilung der radioaktiven Elemente auf der Erdoberfläche und im Erdinnern.
Erdmagnetismus. Nordlichter und magnetische Gewitter.
Sonnenstrahlung; Heterogenität und Veränderlichkeit des Feldes dieser Strahlung; ihr Einfluß auf die terrestrischen Vorgänge.
Magnetische Felder der Sonne.

Dritte Sektion: Biologische Wissenschaften.

A. Biologie im eigentlichen Sinne.

In diese Abteilung sollen alle Fragen eingereiht werden, welche die Wirkung der verschiedenen Strahlungen auf den Organismus betreffen.

Bis jetzt sind Berichte über folgende Gegenstände angemeldet:

1. Wirkung der Röntgenstrahlen und der Radioaktivität auf die Zellelemente.
2. Wirkungen der Strahlungen im allgemeinen auf die Entwickelung der Pflanzen.

Medizinische Radiologie.

B. Radiodiagnostik.

Diese Abteilung umfaßt sämtliche medizinische Anwendungen der Radioskopie und der Radiographie.

Bis jetzt stehen Berichte über folgende drei Gegenstände auf der Tagesordnung:

1. Schnell-Radiographie, Moment-Radiographie.
2. Untersuchung des Magens und der Eingeweide vom physiologischen wie vom pathologischen Standpunkte aus.
3. Endodiaskopie.

C. Radiotherapie.

In diese Abteilung sollen alle die Arbeiten eingereiht werden, welche die Behandlung verschiedener Krankheiten durch eine der folgenden Strahlungsarten zum Gegenstand haben, nämlich

a) Röntgenstrahlen,
b) Radioaktivität,
c) sonstige Strahlungsarten.

Bis jetzt stehen Berichte über folgende Fragen auf der Tagesordnung:

1. Die Filtrierung der Strahlung (Röntgenstrahlen und Radioaktivität).
2. Radioaktive Medikamente.
3. Behandlung von Gefäßneubildungen durch Radium.

4. Der heutige Stand des Lichtheilverfahrens und seine verschiedenen Arten.

Bemerkung: Die Angaben dieses Programms sollen nur Fingerzeige bieten und keinerlei Beschränkungen auferlegen.

Mit dem Kongreß soll eine Sonderausstellung solcher Apparate verbunden werden, die zu diesen Verhandlungsgegenständen in Beziehung stehen.

Auszug aus der Geschäftsordnung.

Artikel 2.

Mitglieder des Kongresses sollen sein:

1. Die Delegierten der belgischen Verwaltungsbehörden und die Delegierten der auswärtigen Regierungen[1]);
2. die Stifter, welche einen Beitrag von mindestens 100 Fr. leisten;
3. Personen, die einen Beitrag von 20 Fr. zahlen.

Nur die Mitglieder erhalten die Veröffentlichungen.

Die Ehefrauen der Kongreßteilnehmer, sowie ihre unverheirateten Kinder können sich gegen eine ermäßigte Gebühr von 10 Fr. als Begleiter einschreiben lassen. Dieselbe Vergünstigung wird den Studierenden gewährt.

Artikel 3.

Nur die Kongreßmitglieder und die Begleiter haben die Berechtigung zur Teilnahme an den Arbeiten des Kongresses und zu den Sitzungen, Ausflügen usf.

Die Teilnehmer erhalten sämtliche vor und nach dem Kongresse erscheinenden Veröffentlichungen. Sie haben gegen Vorzeigung ihrer Teilnehmerkarte freien Eintritt zur Brüsseler Ausstellung.

Gesuche um Preisermäßigungen für die Eisenbahnfahrten sind an die verschiedenen beteiligten Behörden zu richten.

Anmeldungen, sowie Mitteilungen jeglicher Art sind zu richten an das

Sécrétariat général du Comité organisateur,
1, rue de la Prévôté,
Brüssel.

1) Die auswärtigen Regierungen werden seitens der belgischen Regierung eingeladen werden, sich auf dem Kongresse vertreten zu lassen.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

Ein **Internationaler Kongreß für angewandte Photographie in Wissenschaft und Technik** wird im Zusammenhang mit der Internationalen Photographischen Ausstellung vom 11. bis zum 15. Juli d. J. in Dresden tagen. Der Vortragsliste entnehmen wir:

Prof. Dr. E. Dolezal-Wien: Photogrammetrie, P. H. Eijkman-Scheveningen: Neue Anwendungen der Röntgenstereoskopie, Dr. K. Kieser-Düsseldorf: Sensitometrie photographischer Papiere, Prof. Dr. Konen-Münster: Spektrographie, Dr. A. Kopf, Königsstuhl-Observatorium-Heidelberg: Die Photographie in der Astronomie, A. u. L. Lumière (Dr. Seyewetz): Die Autochromplatte (Projektionsvortrag), C. K. Mees-London: Report on the present condition of Sensitometry, Prof. Dr. A. Miethe-Charlottenburg: Herstellung von Schumannplatten, Dr. Panconcelli-Calzia-Marburg: Anwendungen der Photographie in der experimentellen Phonetik (Physiologie der Stimme und Sprache), Prof. R. A. Reiß-Lausanne: Die Photographie im Dienste der Rechtspflege, Dr. W. Scheffer-Berlin: Mosaikrasterplatten zur Farbenphotographie mit Demonstrationen von Chromieen auf Mosaikrasterplatten, Prof. C. W. Schillings-Weiherhof: Beiträge zur Photographie freilebender Tiere.

Anmeldungen sind zu richten an den Schriftleiter des Kongresses, Herrn Dr. H. Weisz, Dresden-A., Winckelmannstraße 27, welcher in allen Kongreßangelegenheiten Auskunft erteilt. Kongreß-Programme sind von demselben zu beziehen.

Briefkasten.

Im Anschluß an die Ausführungen des Herrn H. Th. Simon über ein elektrodynamisches Telephon in dieser Zeitschrift 10, 310, 1909, erlaube ich mir zu bemerken, daß ich ähnliche Telephone bereits im Jahre 1900 ausgeführt habe. Ein diesbezüglicher kurzer Hinweis findet sich zum Beispiel im „Mechaniker" 10, 64, 1902, sowie in meiner Broschüre: Neuere elektrophysikalische Erscheinungen, 2. Aufl., I, 156, 1907.

Nicht uninteressant dürfte auch der Hinweis sein, daß schon Lodge bei seinen bekannten Versuchen mit Induktionstelegraphie einen Empfangsapparat mit schwingender Spule benutzte, da ein gewöhnliches Telephon zu unempfindlich war (vgl. Electrician **42**, 269, 305, 366, 402, 1898/99).

Berlin, 8. Mai 1909. Ernst Ruhmer.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der deutschen Universität Prag Dr. F. Lippich für physiologische Chemie.

Ernannt: Der Vorstand der Württembergischen Fachschule für Mechanik Professor Dr. Göpel zum Mitglied und Abteilungsvorsteher der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Berlin, der a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Ludwig Maurer zum ord. Professor der Mathematik ebenda, der a. o. Professor an der Universität Straßburg Dr. Volkmar Kohlschütter zum o. Professor der Chemie und Direktor des anorganischen Laboratoriums an der Universität Bern.

Berufen: Der Professor an der Berliner Landwirtschaftl. Hochschule Dr. E. Buchner als ord. Professor der Chemie und Direktor des Chemischen Instituts nach Breslau als Nachfolger Ladenburgs.

Verliehen: Den Mitgliedern der Physikalisch-technischen Reichsanstalt Professoren Dr. Arnold Leman, Dr. Ernst Gumlich und Dr. Ludwig Holborn der Charakter als Geheimer Regierungsrat, dem Privatdozenten für technische Elektrochemie an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe Dr. Paul Askenasy der Titel als a. o. Professor.

Gestorben: Der Professor der Mechanik an der Eidgenössischen Polytechnischen Schule in Zürich Dr. A. Herzog.

Gesuche.

Für literarische Hilfsarbeit wird sprachgewandter, auf der Höhe seiner Wissenschaft stehender

Physiker

gesucht. Gute Literaturkenntnisse sind Bedingung. Offerten mit Angabe der bisherigen Arbeiten werden erbeten an **Prof. Walter, 16 Heathfield Garden, Turnham Green, London W.**

Promovierter Physiker,

längere Zeit wissenschaftlich tätig, sucht Stellung als Assistent an Universität oder technischer Hochschule. Gefl. Offerten unter **S. H. # 298** an die Expedition dieser Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Fig. 1

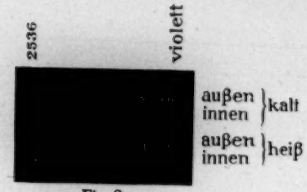


Fig. 3

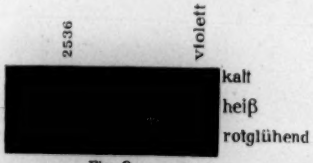


Fig. 2

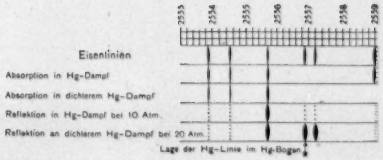


Fig. 4

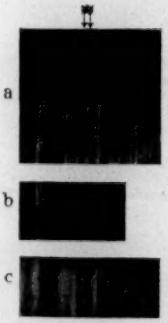


Fig. 5

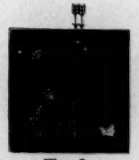


Fig. 6

Fig. 7

Fig. 8

Fig. 9

R. W. Wood, Die selektive Reflektion monochromatischen Lichtes an Quecksilberdampf.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY